

M. Zetsche

1971

Tunnelspektroskopie an

GaAs- und CdS-Schottky-Kontakten

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe - Universität

Frankfurt am Main

von

Hartmut Zetsche

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main

1971

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. H. Thomas

Erster Berichterstatter: Prof. Dr. H. J. Queisser

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. J. Treusch

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Dez. 1971



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	3
I Einleitung und Überblick	4
II Beschreibung der Experimente	7
1 Herstellung der Schottky-Kontakte	7
1.1 Ziel	7
1.2 Realisierungsmethode	7
1.3 Charakterisierung der hergestellten Proben	9
2 Meßverfahren	9
2.1 Ziel	9
2.2 Meßprinzip	10
2.3 Meßapparatur	11
2.4 Auflösung	12
2.5 Fehler in der Spannungsmessung	12
III Meßergebnisse	17
1 p-GaAs	17
1.1 Reproduktion der Literaturergebnisse	17
1.2 Zusatzstruktur	18
1.3 Abhängigkeit der Strukturstärke vom Tunnelwiderstand	22
2 n-GaAs	26
2.1 Reproduktion der Literaturergebnisse	26
2.2 Zusatzstruktur	27

	Seite
3 Cds	27
3.1 Reproduktion der Literaturergebnisse	27
3.2 Zusatzstruktur	27
IV Theorie des Tunnelstromes mit Wechselwirkungen und Interpretation der Zusatzstruktur	30
1 Apparative Struktursimulation	30
2 Ist der gesamte Strom Tunnelstrom ?	30
3 Allgemeine Bemerkung zur Ursache von Struktur in den Tunnelstrom-Charakteristiken	31
4 Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Phononen	32
4.1 Theorie	32
4.2 Vergleich der Theorie mit meinen Experimenten	39
4.3 Experimentelle Ergebnisse anderer Autoren zur Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Halbleiter-Phononen	50
5 Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Molekülschwingungen	51
6 Tunneln durch Störniveaus in der Barriere	56
V Konsequenzen der Ergebnisse	58
Literaturverzeichnis	61
Tabellenverzeichnis	63
Tabellen	64
Abbildungsverzeichnis mit Erläuterungen	71
Abbildungen	

Zusammenfassung

Die Messung und Auswertung des Tunnelstromes durch Metall-Halbleiter-Kontakte, sogenannte Schottky-Kontakte, stellt ein noch junges Verfahren zur Untersuchung der Elementaranregungen der am Kontakt beteiligten Systeme dar. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Verfahren auf GaAs- und CdS-Schottky-Kontakte angewendet. Die Tunnelstrom-Charakteristiken dieser Kontakte zeigen neben der aus der Literatur bekannten Struktur weitere noch unbekannte Zusatzstruktur. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Vorhersagen der Theorien über den Tunnelstrom führt zu einem Interpretationsvorschlag für die Zusatzstruktur. Danach stammt die Zusatzstruktur von der Wechselwirkung der tunnelnden Ladungsträger mit den Phononen des Halbleiters. Diese Interpretation hat zwei wichtige Konsequenzen. Zum ersten eröffnet sie die Möglichkeit, mit Hilfe von Tunnelstrommessungen an Metall-Halbleiter-Kontakten die Zustandsdichten der Halbleiterphononen aus verschiedenen Teilbereichen der Brillouin-Zone getrennt auszumessen. Zum anderen läßt diese Interpretation erwarten, daß es nur bei Halbleitern mit sehr kleiner Elektron-Phonon-Wechselwirkung möglich ist, die Zusatzstruktur zu unterdrücken. Das schränkt den Kreis der Halbleiter, an denen andere, schwächere Effekte in der Tunnelstrom-Charakteristik untersucht werden können, stark ein.

I Einleitung und Überblick

Der direkte Kontakt zwischen einem Metall und einem Halbleiter wird Schottky-Kontakt (S.K.) genannt. Für die Funktion eines S.K. ist die Kontaktspannung wesentlich, die sich zwischen dem Metall und dem Halbleiter einstellt. Der größte Teil dieser Spannung fällt im Bereich des Halbleiters ab. Die Eindringtiefe des elektrischen Feldes ins Metall ist wegen der dort im Vergleich zum Halbleiter sehr großen Ladungsträgerdichte nur gering. Je nach dem Vorzeichen des Spannungsabfalles im Halbleiter entsteht in der Nähe der Grenzfläche eine Anreicherungs- oder Verarmungsschicht für freie Ladungsträger. Einen S.K. mit einer Verarmungsschicht nennt man auch Schottky-Barriere (S.B.). Abbildung 1 zeigt das Bandschema einer S.B. für den Fall eines n-typ-Halbleiters. Der Spannungsabfall in der Halbleitergrenzschicht stellt eine Barriere für die freien Ladungsträger dar. Die Dicke dieser Barriere sinkt mit wachsender Dotierung des Halbleiters [1]. Damit wächst die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Ladungsträger durch die Barriere hindurch tunneln. Der daraus resultierende Tunnelstrom wird in dieser Arbeit untersucht.

Bestehen Wechselwirkungen zwischen den tunnelnden Ladungsträgern und irgendeiner Elementaranregung der am Schottky-Kontakt beteiligten Systeme, so wird die Tunnelstrom-Spannungs-Charakteristik dadurch beeinflußt. Sie enthält daher Informationen über die Energien und Wechselwirkungs-

mechanismen der Elementaranregungen. Aus diesem Grund bezeichnet man die Messung und Auswertung von Tunnelstrom-Charakteristiken als Tunnelspektroskopie.

Die Tunnelspektroskopie an S.B. ist bisher hauptsächlich zum Studium der Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Phononen verwendet worden [2]. Es wurden aber auch Effekte gemessen, die von der Wechselwirkung mit Plasmonen [3, 4] und im Fall von ferromagnetischen Halbleitern mit Magnonen [5] herrühren. Der besonders naheliegende Prozeß eines inelastischen Stoßes zwischen einem tunnelnden Ladungsträger und einem an eine Störstelle gebundenen Ladungsträger wurde jedoch bisher an Schottky-Barrieren noch nicht beobachtet. Das ursprüngliche Ziel dieser Arbeit war daher, solche inelastischen Stoßprozesse im Tunnelstrom von S.K. nachzuweisen. Dazu wurde die Strom-Spannungs-Charakteristik von p-GaAs-Sn -S.K. mit Cu als tiefer Störstelle untersucht. Durch diese Materialauswahl sollten die Arbeiten einer anderen Gruppe des Physikalischen Institutes ergänzt werden. In diesen Arbeiten waren optische Messungen an Cu-Akzeptoren in GaAs vorgenommen worden [46].

Die an den p-GaAs-S.K. gemessenen Tunnelstrom-Charakteristiken weisen im gesamten Spannungsbereich zwischen -200 mV und +200 mV Strukturen auf. Durch einen Vergleich zwischen p-GaAs-S.K. mit und ohne Cu-Akzeptoren kann gezeigt werden, daß diese Strukturen nicht mit den Cu-Akzeptoren zusammenhängen. Sie machen aber das Auffinden des gesuchten Cu-Effektes, der in einem Knick der I-V Charakteristik bei

ca. ± 150 mV bestehen sollte, unmöglich. Bevor das Studium der inelastischen Stöße zwischen tunnelnden und an den Cu-Störstellen gebundenen Ladungsträgern weiter verfolgt werden kann, müssen daher zunächst die beobachteten Strukturen untersucht werden mit dem Ziel, ihre Ursache festzustellen und wenn möglich zu beseitigen. Die vorliegende Arbeit stellt einen ersten Schritt auf diesem Weg dar.

Im Abschnitt II wird zunächst die Herstellung der Schottky-Kontakte beschrieben und das Meßverfahren erläutert. Im Abschnitt III wird die in den Tunnelstrom-Charakteristiken von p-GaAs -Schottky-Kontakten gemessene Struktur zusammen mit ähnlichen Strukturen in den Charakteristiken von n-GaAs- und CdS-S.K. vorgestellt. Dabei liegt das Hauptgewicht auf dem Teil der Struktur, der aus der Literatur noch nicht bekannt ist ("Zusatzstruktur"). Zur Theorie des Tunnelstromes unter Einschluß von Wechselwirkungen der tunnelnden Ladungsträger mit Phononen liegt eine grundlegende Arbeit von Bennett, Duke und Silverstein [22] aus dem Jahr 1968 und eine Reihe weiterer Arbeiten aus jüngster Zeit vor. Ihre Ergebnisse werden im Abschnitt IV 4 referiert und zum Teil erweitert. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Voraussagen der Theorie zeigt, daß als Ursache der Zusatzstruktur die Wechselwirkung der tunnelnden Ladungsträger mit den Phononen des Halbleiters in Frage kommt. Alternative Interpretationen werden in Abschnitt IV 5 und 6 diskutiert.

II Beschreibung der Experimente

an-eb

1 Herstellung der Schottky-Kontakte

1.1 Ziel

Bei der Herstellung eines Schottky-Kontaktes kommt es häufig zur Bildung einer Zwischenschicht zwischen Metall und Halbleiter. Diese kann aus adsorbierten Atomen bzw. Molekülen oder aus einem chemischen Reaktionsprodukt (Oxid) des Halbleiters bestehen. Eine solche Zwischenschicht hat den Nachteil, daß sie den tunnelnden Ladungsträgern weitere Wechselwirkungsmöglichkeiten schafft, wodurch sich eventuell verschiedene Effekte gegenseitig überdecken. Die Interpretation der experimentellen Ergebnisse wird erschwert, da der Kreis der möglichen Ursachen erweitert wird. Aus diesem Grund ist das Ziel bei der Herstellung von Schottky-Kontakten, Zwischenschichten zu vermeiden.

1.2 Realisierungsmethode

Zur Herstellung der S.K. verwendete ich das folgende Verfahren. Ein Quader des Halbleiters von ca. $3 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$ wird gespalten. Auf die Spaltfläche werden durch eine Maske mehrere Metallflecken von ca. 200μ Durchmesser aufgedampft, von denen anschließend unter dem Mikroskop derjenige ausgesucht wird, der in einem möglichst störungsfreien Bereich der Spaltfläche liegt. Ein federnd auf den ausgesuchten Metallfleck aufgesetzter Goldstempel dient als Stromzuführung zum Metall. Um ein Abrutschen des Goldstempels zu vermeiden, liegt zwischen ihm und dem Metallfleck in der Regel eine Sn-Ronde. Der elektrische Anschluß des Halbleiters

erfolgt über zwei ohmsche Kontakte, die vor dem Spalten angebracht werden. Sie bestehen bei CdS aus großflächig aufgedampftem In, bei n-GaAs und p-GaAs resp. aus eingelagerten Sn(Sb)- bzw. In(Zn)-Ronden.

Um bei diesem Herstellungsverfahren die Bildung einer Zwischenschicht möglichst auszuschließen, wird der Halbleiter erst im Hochvakuum der Aufdampfanlage gespalten. Der Kristall liegt schon während des Spaltvorganges im Metалldampfstrahl, so daß die frisch gespaltene Fläche sofort nach ihrer Freilegung mit den Metallflecken zugedeckt wird. Diese Methode ist in der Literatur schon mehrfach erwähnt [6, 7, 8].

Die von mir verwendete Hochvakuum-Aufdampfanlage wird mit einer Öl-Diffusionspumpe betrieben. Um das Eindringen von Öldämpfen in den Rezipienten zu vermeiden, sind Stickstoff-Kühlfallen sowohl hinter der Diffusionspumpe als auch im "by pass" hinter der Vorpumpe eingebaut. Eine weitere Kühlfalle sitzt im Innern des Rezipienten. Ein Ausheizen der Apparatur ist nicht möglich. Die während des Aufdampfens erreichten Vakua liegen zwischen 2×10^{-6} und 5×10^{-6} torr.

Die Vorrichtung zum Spalten der Halbleiter im Vakuum ist in Abbildung 2 gezeigt. Das Skalpell (S) wird unter dem Mikroskop relativ zum Halbleiter justiert und leicht auf ihn gepreßt. Der Spaltvorgang wird durch einen Schlag des Federhammers (H) auf das Skalpell ausgelöst. Der Federhammer

kann im Vakuum mittels einer Drehdurchführung gespannt werden.

1.3 Charakterisierung der hergestellten Proben

Mit dem geschilderten Verfahren wurden S.K. aus CdS, n-GaAs und p-GaAs hergestellt. Aufgrund der ursprünglichen Zielsetzung dieser Arbeit sind einige der Kristalle vor der Herstellung der Kontakte einem Vakuum-Diffusionsprozeß unterworfen worden. Andere wurden aus Vergleichsgründen ohne Zusatz von Dotierungsstoffen im Vakuum getempert. Die wichtigsten Daten der Ausgangsmaterialien sind in Tabelle 1, die des Herstellungsverfahrens in Tabelle 2 zusammengestellt.

2 Meßverfahren

2.1 Ziel

Die Wechselwirkungen von tunnelnden Ladungsträgern mit Elementaranregungen des S.K. machen sich hauptsächlich durch Knicke und Stufen in der Tunnelstrom-Charakteristik bemerkbar. Diese Strukturen lassen sich besonders empfindlich nachweisen, wenn man nicht die I-V Charakteristik selbst, sondern deren erste und zweite Ableitung nach der Spannung mißt. Aus experimentellen Gründen wurden die Größen $\frac{dV}{dI}$ und $\frac{d^2V}{dI^2}$ gemessen. Aus diesen lassen sich die in theoretischen Arbeiten häufiger benutzten Ableitungen $\frac{dI}{dV}$ und $\frac{d^2I}{dV^2}$ leicht errechnen. Es gilt:

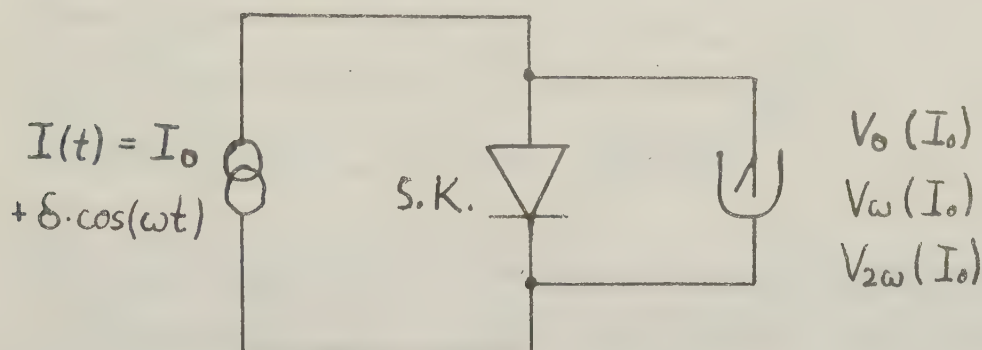
$$\frac{dI}{dV} = \left(\frac{dV}{dI} \right)^{-1} \quad (1a)$$

$$\frac{d^2I}{dV^2} = - \frac{d^2V}{dI^2} \left(\frac{dV}{dI} \right)^{-3} \quad (1b)$$

2.2 Meßprinzip

Bei der Messung von $\frac{dV}{dI}$ und $\frac{d^2V}{dI^2}$ wurde das von Adler und Jackson [9] beschriebene Prinzip benutzt:

Skizze 1



Man prägt dem zu untersuchenden Kontakt mit der Charakteristik $V(I)$ einen Strom der Form $I(t) = I_0 + \delta \cdot \cos(\omega t)$ auf und mißt die Fourierkomponenten der am Kontakt anliegenden Spannung zu den Frequenzen 0 , ω und 2ω . Für diese Fourierkomponenten gilt:

$$V_0(I_0) = V(I_0) + \frac{1}{4} \delta^2 \frac{d^2V}{dI^2}(I_0) \approx V(I_0) \quad (2a)$$

$$V_\omega(I_0) = \delta \frac{dV}{dI}(I_0) \quad (2b)$$

$$V_{2\omega}(I_0) = \frac{1}{4} \delta^2 \frac{d^2V}{dI^2}(I_0) \quad (2c)$$

Dabei sind Terme proportional zu δ^n mit $n > 2$ nicht berücksichtigt. Die dem Strom I_0 durch die Tunnelstrom-Charakteristik $V(I)$ zugeordnete Spannung $V(I_0)$ ist in guter Näherung mit $V_0(I_0)$ identisch, da der Term $\frac{1}{4} \delta^2 \frac{d^2V}{dI^2}$ in

Gleichung 2a bei meinen Messungen immer kleiner als $10 \mu V$ war.

Bei konstanter Strommodulation δ sind also die Fourier-Koeffizienten $V_{\omega}(I_0)$ und $V_{2\omega}(I_0)$ proportional zu den gesuchten Ableitungen $\frac{dV}{dI}(I_0)$ und $\frac{d^2V}{dI^2}(I_0)$. $V_0(I_0)$ gibt die zum Strom I_0 gehörende Spannung $V(I_0)$ an.

Um die Ableitungen der Tunnelstrom-Charakteristik anstatt als Funktion des Stromes I_0 als Funktion der Spannung $V(I_0)$ bestimmen zu können, mißt man simultan mit $V_{\omega}(I_0)$ bzw. $V_{2\omega}(I_0)$ jeweils auch $V_0(I_0) \approx V(I_0)$.

2.3 Meßapparatur

Zur Messung wurde eine von P. Thomas und H. Vogel gebaute Apparatur verwendet. Sie arbeitet nach dem im Abschnitt II 2.2 behandelten Prinzip. Ihre Details sind in der Literatur beschrieben [10].

Die zu untersuchende Probe wurde nach der in Abbildung 3 skizzierten "Dreipunktmethode" angeschlossen. Bei dieser Methode wird der Einfluß aller Serienwiderstände außer R_{B3} und R_{Z3} (s. Abb. 3) ausgeschaltet, da die Spannungsmessung über eine stromlose Zuführung geschieht. (Der Einfluß von R_{B3} und R_{Z3} wird in Abschnitt II 2.5 behandelt.)

Zur Kühlung wurde die Probe in einen Immersionskryostat eingebaut, der mit flüssigem N_2 , H_2 und He gefüllt werden

konnte. Durch Abpumpen von He wurden Temperaturen von 1,5°K erreicht.

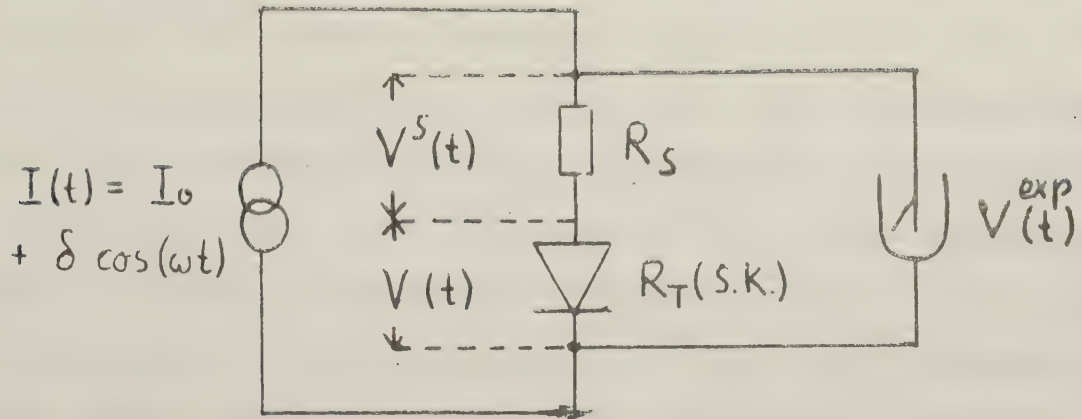
2.4 Auflösung

In der Näherung der Gleichung 2 folgt die experimentell bestimmbare Größe $V_{2\omega}(V)$ bzw. $V_{\omega}(V)$ exakt der Funktion $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ bzw. $\frac{dV}{dI}(V)$. Dies ist aber bei Berücksichtigung der dort vernachlässigten Terme nicht mehr der Fall. Es sei ΔV die Halbwertsbreite eines Peaks der Funktion $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ und ΔV^{exp} die Halbwertsbreite des entsprechenden Peaks in der gemessenen Funktion $V_{2\omega}(V)$. Geht nun ΔV gegen null, so wird ΔV^{exp} trotzdem einen Mindestwert $\Delta V_{\text{min}}^{\text{exp}}$ nicht unterschreiten. Diesen Wert $\Delta V_{\text{min}}^{\text{exp}}$ definiere ich als "Auflösung" der Meßapparatur. Eine exakte Berechnung für $\Delta V_{\text{min}}^{\text{exp}}$ ist mir nicht bekannt. In der Literatur wird üblicherweise der plausible Wert $\Delta V_{\text{min}}^{\text{exp}} = 2V_{\omega}$ angegeben [10], wobei V_{ω} die Amplitude des mit der Frequenz ω oszillierenden Anteils der an der S.B. anliegenden Spannung ist. In dieser Arbeit wird der Wert von $2V_{\omega}$ ebenfalls mit der Auflösung gleichgesetzt.

2.5 Fehler in der Spannungsmessung

In Gleichung 2 ist der Zusammenhang zwischen der I-V Charakteristik des zu untersuchenden Schottky-Kontaktes und den Fourierkoeffizienten der am Kontakt anliegenden Spannung gegeben (vgl. Skizze 1). Diese Spannung läßt sich jedoch nicht direkt messen, wenn ein Serienwiderstand R_S gemäß der Skizze 2 im Stromkreis liegt.

Skizze 2



In Skizze 2 bedeutet $V(t)$ die am Schottky-Kontakt anliegende und $V^{\text{exp}}(t)$ die meßbare Spannung. $V^S(t)$ ist die am Serienwiderstand R_S abfallende Spannung und R_T (S.K.) der Tunnelwiderstand des Schottky-Kontaktes. Für die meßbare Spannung $V^{\text{exp}}(t)$ gilt, wenn R_S ohmsch ist:

$$\begin{aligned} V^{\text{exp}}(t) &= V(t) + V^S(t) \\ &= V(t) + I_0 R_S + \delta \cos(\omega t) R_S \end{aligned} \quad (3)$$

Für die Fourierkoeffizienten V_0^{exp} , V_ω^{exp} und $V_{2\omega}^{\text{exp}}$ der meßbaren Spannungen folgt daraus mit Gleichung 2

$$V_0^{\text{exp}}(I_0) = V_0(I_0) + I_0 R_S \stackrel{x)}{=} V(I_0) + I_0 R_S \quad (4a)$$

$$V_\omega^{\text{exp}}(I_0) = V_\omega(I_0) + \delta R_S = \delta \left[\frac{dV}{dI}(I_0) + R_S \right] \quad (4b)$$

$$V_{2\omega}^{\text{exp}}(I_0) = V_{2\omega}(I_0) = \frac{1}{4} \delta^2 \cdot \frac{d^2 V}{dI^2}(I_0) \quad (4c)$$

^{x)} Der Term $\frac{1}{4} \delta^2 \frac{d^2 V}{dI^2}$ wird weggelassen; s. Seite 10.

Auf die Messung der zweiten Ableitung hat R_S gemäß Gleichung 4c keinen Einfluß. Die erste Ableitung unterscheidet sich von der Meßgröße $\frac{1}{\delta} V_o^{\text{exp}}(I_o)$ nur durch den vom Strom unabhängigen Summanden R_S . Die im Zusammenhang mit der Tunnelspektroskopie hauptsächlich interessierenden Änderungen der ersten Ableitung mit dem Strom werden davon nicht berührt. Schwerwiegend dagegen ist die Tatsache, daß die gemessene Gleichspannung, $V_o^{\text{exp}}(I_o)$, nach Gleichung 4a von der am Kontakt anliegenden, $V_o(I_o) \approx V(I_o)$, abweicht. $V(I_o)$ gibt nämlich die Spannungslage der in den Ableitungen gemessenen Strukturen und damit, wie in den Abschnitten IV 4-6 gezeigt wird, die Energie der diese Strukturen erzeugenden Elementaranregungen an.

Für die relative Größe der Abweichung zwischen $V_o^{\text{exp}}(I_o)$ und $V(I_o)$ folgt aus Gleichung 4 :

$$\frac{V_o^{\text{exp}}(I_o) - V(I_o)}{V_o^{\text{exp}}(I_o)} = \frac{I_o R_S}{I_o \left(\frac{V(I_o)}{I_o} + R_S \right)} = \frac{R_S}{R_T + R_S} \quad (5)$$

wobei $R_T \equiv \frac{V(I_o)}{I_o}$ der Tunnelwiderstand des S.K. ist. $(R_T + R_S)$ kann direkt gemessen werden (s. Skizze 2, S.13). Der Serienwiderstand R_S setzt sich, wie ein Vergleich der Skizze 2 mit der Abbildung 3 zeigt, aus dem Zuleitungswiderstand R_{Z3} und dem Halbleiterbahnwiderstand R_{B3} zusammen.

$$R_S = R_{Z3} + R_{B3} \quad (6)$$

R_{B3} ist einer direkten Messung nicht zugänglich. Daher

kann R_S und damit auch die Abweichung zwischen $V_0^{\text{exp}}(I_0)$ und $V(I_0)$ nicht exakt bestimmt werden.

Bei der Auswertung meiner Messungen setze ich $V(I_0)$ gleich $V_0^{\text{exp}}(I_0)$. Die dadurch bedingten relativen Spannungsfehler sind in Tabelle 6 für die wichtigsten Proben notiert. Die Fehler sind mit Gleichung 5 berechnet, wobei für R_S ein geschätzter Wert eingesetzt ist.

Zur Abschätzung von R_S kann man sich mehrerer Methoden bedienen:

a) Man mißt V_0^{exp} bei sehr großen Vorspannungen (≈ 500 mV).

Dann ist $\frac{dV}{dI}$ in Gleichung 4b sehr klein und es folgt:

$$V_0^{\text{exp}} \approx \delta R_S.$$

b) Mit den Bezeichnungen von Abbildung 3 sollte unter der Voraussetzung guter ohmscher Kontakte größenordnungsmäßig gelten:

$$R_S \approx R_{B3} + R_{Z3} \approx R_Z \approx R_{Z2} + R_{\Omega 2} + R_{B2} + R_{B1} + R_{\Omega 1} + R_{Z1}$$

R_Z läßt sich direkt messen (s. Abb. 3).

c) Ist von einer Struktur in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ aus theoretischen Überlegungen heraus bekannt, bei welchem Spannungsabfall über dem Kontakt (V^{th}) sie erscheinen soll, so kann aus der gemessenen Spannungslage, V_0^{exp} , und der theoretischen, V^{th} , der Serienwiderstand berechnet werden:

$$R_S = (R_S + R_T) \frac{V_0^{\text{exp}} - V^{\text{th}}}{V_0^{\text{exp}}} \quad (7)$$

$(R_S + R_T)$ ist direkt meßbar.

- d) Nach Gleichung 6 ist $R_S = R_{Z3} + R_{B3}$. Der Zuleitungswiderstand R_{Z3} kann direkt gemessen werden. Für den Bahnwiderstand R_{B3} gilt:

$$R_{B3} = \varrho F \quad (8)$$

wobei ϱ der spezifische Halbleiterwiderstand der S.B. und F ein Geometriefaktor ist. Zur Bestimmung von F stellt man eine Vergleichs-Schottky-Barriere mit derselben Geometrie her, für die aber wegen geeigneter Wahl des Metalls und des spezifischen Halbleiterwiderstandes ϱ_V der Tunnelwiderstand verschwindet:

$$R_T = 0 \quad (9)$$

Für die Vergleichsprobe gilt dann (s. Skizze 2, Gl. 4, 6 und 8):

$$\frac{dV}{dI} = 0 \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} V_{\omega}^{exp} &= \delta R_S \\ &= \delta R_{B3} + \delta R_{Z3} \\ &= \delta \varrho_V F + \delta R_{Z3} \end{aligned} \quad (10b)$$

In Gleichung 10 b stehen außer F nur meßbare Größen, so daß F errechnet werden kann. Die Exaktheit dieses Verfahrens wird durch die Genauigkeit bestimmt, mit der Gleichung 9 realisiert, die Geometrie des S.K. reproduziert und ϱ bzw. ϱ_V gemessen werden kann.

In dieser Arbeit werden die Methoden a, b und c verwendet.

Eine weitere Fehlerquelle bei der Spannungsmessung liegt darin, daß die zur Eichung der Spannungsachse notwendigen Stützwerte von der Skala des Spannungsmeßgerätes (Keithley 610 c) abgelesen sind. Die aus dem Ablesefehler resultierenden Fehler in der Eichung der Spannungsachse, f , betragen

$$f \leq \pm 0,35 \text{ mV} \quad \text{bei } |V| \leq 50 \text{ mV}$$

$$f \leq \pm 0,5 \text{ mV} \quad \text{bei } |V| \leq 100 \text{ mV}$$

$$f \leq \pm 1,5 \text{ mV} \quad \text{bei } |V| > 100 \text{ mV}$$

III Meßergebnisse

Vorbemerkung: Eine am S.K. abfallende Spannung wird positiv genannt, wenn sie einen Elektronenstrom vom Halbleiter ins Metall hinein bewirkt.

1 p-GaAs

1.1 Reproduktion der Literaturergebnisse

Abbildung 4 zeigt zwei $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ -Kurven zwischen -50 mV und +50 mV. Die eine wurde von mir an einer niederohmigen p-GaAs-S.B. (p-GaAs 8cI α) bei 4,2°K aufgenommen, die andere stammt von Mikkor und Vassell [11] und ist bei derselben Temperatur gemessen. Beide Kurven zeigen gute Übereinstimmung im Bereich der LO-Phononen von GaAs ($\pm 36,8 \text{ meV}$). Die Struktur bei $V \approx 0$ enthält bei meiner Kurve mehr Feinstruktur; diese wird jedoch bei tieferen Temperaturen (1,2°K) auch von Mikkor und Vassell beobachtet.

Die Strukturen bei ca. $\pm 36,8 \text{ mV}$ stammen von der Wechselwirkung tunnelnder Löcher mit den LO-Phononen von GaAs

und werden daher im folgenden "LO-Strukturen" genannt. Die Struktur bei $V \approx 0$ entspricht der Überlagerung eines Peaks und eines Dips im Widerstand $\frac{dV}{dI}$. Die Ursache des Peaks ist noch nicht eindeutig geklärt. Widerstands-Dips bei $V \approx 0$ sind von Losee und Wolf [7] in CdS-S.B. untersucht worden und eindeutig durch Streuung der Ladungsträger an paramagnetischen Zentren (neutralen Störstellen) erklärt worden.

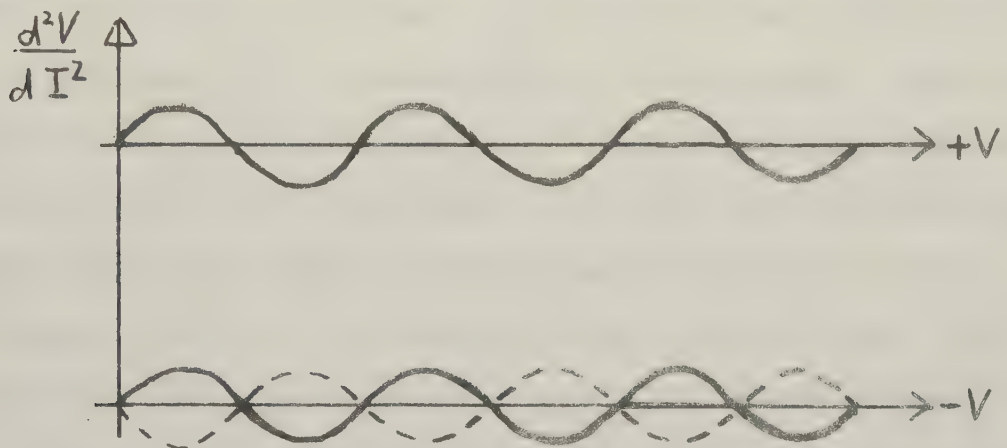
1.2 Zusatzstruktur

Die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 8cI α zeigen zwischen -50 mV und -100 mV weitere schwache Struktur. Geht man zu Proben mit größeren Tunnelwiderständen über, so wird diese Struktur stärker und erstreckt sich in noch höhere Spannungsbereiche hinein. Proben mit einem Tunnelwiderstand $R(V=0; T=4,2^\circ\text{K})$ zwischen $10^3 \Omega$ und $10^5 \Omega$ schließlich zeigen in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ starke, durchgehende Struktur von 0 bis -200 mV und darüber hinaus. Auch bei positiver Vorspannung ist bei manchen Proben ähnliche Struktur, wenn auch schwächer, zu sehen. Besonders gut ist diese Zusatzstruktur bei dem S.K. GaAs 8aIII γ ausgeprägt. Die an dieser Probe gemessenen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven werden daher als "Normspektren" bezeichnet. Sie sind in Abbildung 5 und 6 von -200 mV bis +150 mV gezeigt und werden im folgenden beschrieben.

Die "Strukturstärke" (genaue Definition im Abschn. III 1.3) ist bei $V < 0$ größer als bei $V > 0$. Das Stärkeverhältnis beträgt 10:1 bei $|V| \approx 65$ mV; bei $|V| \approx 150$ mV ist es größer als 23:1.

Die für die Interpretation sehr wesentliche Symmetrie der Zusatzstruktur bezüglich Spiegelung am Spannungsnullpunkt läßt sich nicht eindeutig feststellen. Das hat zwei Gründe: Zum ersten besteht die Zusatzstruktur nicht aus einzelnen isolierten Peaks, sondern ähnelt eher einer Oszillation mit einer Periode von ca. 5 mV.

Skizze 3



Verschiebt man eine solche Funktion entlang der Spannungsachse im Bereich $V < 0$ relativ zum Bereich $V > 0$ um eine halbe Periode (ca. 2,5 mV), so geht sie vom symmetrischen zum antisymmetrischen Charakter über. Bei den experimentellen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven ist wegen der Fehler in der Eichung der Spannungsachse eine solche Verschiebung möglich. Der Eichfehler beträgt bei $|V| \geq 100$ mV schon $\pm(2 \cdot 1,5)$ mV (s. Abschn. II 2.5). Der zweite Grund liegt in der Tatsache, daß die Struktur bei $V > 0$ sehr schwach ist und sich nur schlecht aus dem steilen Untergrund abhebt.

Ein Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs $8cI\alpha$ und von GaAs $8aIII\gamma$ in Abbildung 7 zeigt, daß die LO-Struktur auch bei Proben mit starker Zusatzstruktur noch vorhanden

ist, wenn auch zum Teil von dieser überlagert.

Nachdem bisher nur die Eigenschaften des Normspektrums von GaAs $8aIII\gamma$ behandelt wurden, soll jetzt auf die Unterschiede zwischen verschiedenen Spektren eingegangen werden: In dieser Arbeit werden nur solche $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven berücksichtigt, die bei aufeinanderfolgenden Messungen an derselben Probe reproduziert wurden. $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von verschiedenen Proben zeigen aber im allgemeinen Unterschiede. Dies bedeutet, daß alle untersuchten Proben im mikroskopischen Zustand der aktiven Schicht, d.h. der Grenzzone zwischen Metall und Halbleiter, verschieden sind. Es ist nicht gelungen, wirklich identische Proben herzustellen. Aus Tabelle 2 ist zu entnehmen, daß selbst solche Proben, die aus dem gleichen Ausgangsmaterial und in derselben Weise hergestellt wurden, bei $T = 4,2^\circ K$ und $V=0$ Widerstände haben, die sich um zwei Größenordnungen unterscheiden. Man vergleiche z.B. die Proben GaAs $8aIV\gamma$, GaAs $8aI\beta$ und GaAs $8aI\alpha$. Die aktiven Schichten der beiden letzten Proben lagen im Ausgangsmaterial nur ca. 1 mm voneinander entfernt.

Über Meßergebnisse an Tunnelkontakten, die sich von Probe zu Probe ändern, berichten auch andere Autoren, so z.B. L.Esaki et al. [34], A.Laugier [45] und T.Carruthers [42].

Die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von verschiedenen Proben unterscheiden sich u.a. in der Strukturstärke. Dabei zeigt sich ein Zusammenhang zwischen der Strukturstärke und dem Proben-

widerstand R ($V = 0$; $T = 4,2^{\circ}\text{K}$) :

Die Stärke der Zusatzstruktur steigt mit wachsendem Tunnelwiderstand an, wohingegen die Stärke der LO-Struktur vom Tunnelwiderstand unabhängig ist. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt III 1.3 näher untersucht.

Auch die relative Stärke der Peaks innerhalb der Zusatzstruktur variiert von Probe zu Probe. Eine systematische Abhängigkeit konnte nicht gefunden werden. Allen Proben ist dabei gemeinsam, daß die Struktur bei $V > 0$ schwächer ist als bei $V < 0$. Die genauen Größenverhältnisse sind für einige Proben in Tabelle 3 zusammengestellt.

Die Frage, ob auch die Spannungslage der Peaks in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ variiert, kann nur im Vergleich von hochohmigen Proben beantwortet werden, da bei niederohmigen Proben unbekannte Spannungsverschiebungen durch Serienwiderstände auftreten (s. Abschn. II 2.5). Bei den zwei hochohmigen Proben

GaAs 8aIII γ und GaAs 8aI β wurde die Spannungslage der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Peaks verglichen. Die Übereinstimmung ist gut im Bereich zwischen -40 mV und -130 mV (s. Abb. 18). Im Bereich zwischen -130 mV und -200 mV ist eine eindeutige Aussage nicht möglich, da die Struktur von GaAs 8aI β dort zu schwach ausgeprägt ist. Bei -35 mV $\leq V \leq 0$ mV stimmen die Peaks in der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve von GaAs 8aI β , soweit sie überhaupt deutlich sichtbar sind, in ihrer energetischen Lage nicht mit denen vom Normspektrum überein (Abb. 18). Eine mögliche physikalische Ursache für die mangelhafte

Reproduzierbarkeit bei kleinen Spannungen wird auf Seite 47 gegeben.

1.3 Abhängigkeit der Strukturstärke vom Tunnelwiderstand

Ich zerlege den Tunnelstrom $I(V)$ in einen strukturlosen Anteil $I_0(V)$, der den Strom im Falle fehlender Wechselwirkungen beschreibt, und in einen Struktur tragenden Anteil $i(V)$.

$$i(V) \equiv I(V) - I_0(V) \quad (11)$$

Als "Strukturstärke" S definiere ich den Ausdruck

$$S \equiv \left| \Delta \frac{d^2 i}{dV^2} \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1}_{V=V_0} \right| \quad (12)$$

Dabei ist $\Delta \frac{d^2 i}{dV^2}$ die Änderung von $\frac{d^2 i}{dV^2}$ zwischen zwei benachbarten Extremalstellen der Struktur, und $\frac{dI}{dV}$ die erste Ableitung des Gesamtstromes an einer Spannungsstelle V_0 in der Nähe der Struktur.

Die Einführung des Faktors $\left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1}_{V=V_0}$ erscheint mir aus dem folgenden Grund sinnvoll:

Von der Strukturstärke erwartet man, daß sie ein Maß für die Wechselwirkungsstärke (W) liefert. Der Strom $i \equiv I - I_0$ hängt aber nicht nur von der Wechselwirkungsstärke W (und der Spannung V) sondern auch noch von anderen Parametern P wie Kontaktfläche, Barrierenhöhe etc. ab:

$i = i(V, W, P)$. Auch $\Delta \frac{d^2 i}{dV^2}$ hängt deshalb noch von den Parametern P ab, $\Delta \frac{d^2 i}{dV^2} = F(W, P)$, und stellt daher keine Meßgröße für die Wechselwirkungsstärke W dar. Durch Ein-

Führung des Faktors $\left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=V_0}^{-1}$ kann die Abhängigkeit von V von den Parametern P eliminiert werden, für die gilt:

$$\frac{\frac{dI}{dV}(V, W, P)}{\frac{dI_0}{dV}(V, P)} = f(V, W) \quad (13)$$

die also die Leitfähigkeit mit und ohne Wechselwirkung in gleicher Weise beeinflussen. Zu diesen Parametern gehört zum Beispiel die Kontaktfläche. Die Beziehung (13) ist jedoch auch für den Einfluß der Barrierenhöhe plausibel. Aus Gl.11 erhält man mit Gl.13

$$\frac{di}{dV} = (f - 1) \cdot \frac{dI_0}{dV} \quad (14)$$

Für $\frac{dI_0}{dV}(V)$ setze ich $\left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=V_0}$, da sich $\frac{dI_0}{dV}$ in der Umgebung einer Struktur im Vergleich zu $\frac{di}{dV}$ nur wenig ändert und sich von $\frac{dI}{dV}$ nur um wenige Prozent unterscheidet. Es folgt:

$$S \equiv \left| \Delta \frac{d^2 i}{dV^2} \left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=V_0}^{-1} \right| = \left| \Delta \frac{df(V, W)}{dV} \right| \quad (15)$$

Im Gegensatz zu $\Delta \frac{d^2 i}{dV^2}$ hängt die Strukturstärke S also von allen Parametern P , für die Gl.13 gilt, nicht mehr explizite ab.

Die genaue physikalische Bedeutung der Strukturstärke S kann nur bestimmt werden, wenn die Theorie für den die Struktur erzeugenden Wechselwirkungsmechanismus bekannt ist. Mit dieser Theorie kann $I(V, W, P)$ und $I_0(V, P)$

berechnet und dann aus Gl.13 und Gl.15 der explizite Zusammenhang zwischen S und der Wechselwirkungsstärke W abgeleitet werden. Dabei wird sich auch eine exakte Definition für W ergeben. Ich mache für $f(V,W)$ einen plausiblen Ansatz:

$$f(V,W) = f_0(V) \cdot W \quad (16)$$

$f_0(W)$ ist eine für den betrachteten Mechanismus typische Funktion. Für S folgt dann aus Gl.15

$$S = W \left| \Delta \frac{df_0(V)}{dV} \right| \quad (17)$$

d.h. S ist bei gegebenem Mechanismus direkt proportional zur Wechselwirkungsstärke W.

Im folgenden wird die Verknüpfung der Strukturstärke S mit den bei meinem Meßverfahren experimentell bestimmbar GröBen abgeleitet:

Gemäß Abschnitt II 2.2 wird die GröBe

$$V_{2\omega}(V) = \frac{1}{4} \delta^2 \frac{d^2 V}{dI^2}(V) = - \frac{1}{4} \delta^2 \left(\frac{dV}{dI} \right)^3 \cdot \frac{d^2 I}{dV^2}(V) \quad (18)$$

gemessen. Ich definiere einen Hintergrund $V_{2\omega}^0$ durch

$$V_{2\omega}^0(V) \equiv - \frac{1}{4} \delta^2 \left(\frac{dV}{dI} \right)^3 \cdot \frac{d^2 I_0}{dV^2}(V) \quad (19)$$

In der Umgebung einer Struktur bei V_0 setze ich

$$\frac{dV}{dI}(V) \equiv \frac{dV}{dI}(V_0) \quad (20)$$

Mit der Definition in Gl.12 erhält man für die Strukturstärke S

$$S = \frac{4 |\Delta(V_{2\omega} - V_{2\omega}^0)|}{[V_{\omega}(V_0)]^2} \quad (21)$$

Dabei ist $V_{\omega} \equiv \delta \cdot \frac{dV}{dI}$ nach Gl.2b der Fourier-Koeffizient zur Frequenz ω der an der Probe anliegenden Spannung, und $\Delta(x)$ bedeutet die Änderung von x zwischen zwei Extremalstellen der Struktur.

Die Strukturstärke S wurde bei allen p-GaAs-Proben mit Hilfe von Gl.21 für die LO-Struktur bei negativer Vorspannung (bei $-V_{LO}$), sowie für die stärkste Struktur zwischen -40 mV und -65 mV und für eine typische Struktur bei ca. -150 mV gemessen. Als Untergrund $V_{2\omega}^0$ wurde bei der LO-Struktur die Sehne zwischen den Kurvenpunkten bei $V = (V_{LO} \pm 5 \text{ mV})$ gewählt, bei den übrigen Strukturen eine Gerade, deren Steigung der mittleren Steigung der experimentellen $V_{2\omega}$ -Kurven entsprach. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 8 in Abhängigkeit vom Probenwiderstand R ($V=0$; $T=4,2^\circ\text{K}$) dargestellt. Bei der Bestimmung von R wurden die bei vielen Proben auftretenden anomalen R-Maxima bei $V \approx 0$ ("zero bias anomaly") abgezogen.

Wie man sieht, wächst die Strukturstärke der Peaks bei ca. -65 mV und ca. -150 mV, die für die "Zusatzstruktur" charakteristisch sind, mit wachsendem Probenwiderstand an. Im Gegensatz dazu ist die Strukturstärke der LO-Struktur

vom Probenwiderstand unabhängig. Nimmt man an, daß die Erhöhung des Probenwiderstandes nur von einer Vergrößerung der Barrierendicke (d) herrührt, so ist das obige Ergebnis in der Näherung von Gl.17 mit der Aussage identisch, daß die Wechselwirkungsstärke der Prozesse, die die Zusatzstruktur erzeugen, mit der Barrierendicke (d) anwächst, die der LO-Struktur dagegen von d unabhängig ist. Dieses Ergebnis läßt vermuten, daß die Zusatzstruktur von Wechselwirkungsprozessen im Inneren der Barriere herrührt. Wechselwirkungen in den Elektroden eines S.K. oder in der Barrierengrenzfläche sollten nämlich Strukturen erzeugen, deren Stärke gar nicht oder nur sehr schwach von der Barrierendicke abhängt (vgl. Abschn. IV 4 und 5).

2 n-GaAs

2.1 Reproduktion der Literaturergebnisse

Einige Messungen wurden auch an n-GaAs durchgeführt. Als Beispiel ist in Abbildung 9 eine $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve von n-GaAs 4Vb zwischen 0 und +120 mV gezeigt. Die deutlich ausgeprägte Struktur bei +37 mV wurde in gleicher Weise schon von mehreren anderen Autoren beobachtet [3a, 4a, 11-13]. Sie stammt von der abgeschirmt polaren Wechselwirkung zwischen den GaAs-LO-Phononen und den Elektronen in der Halbleiterelektrode. Der Einfluß einer solchen Wechselwirkung auf die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von Schottky-Barrieren wurde von Davis und Duke [14] berechnet. Ihr Ergebnis stimmt qualitativ mit den Experimenten überein.

2.2 Zusatzstruktur

Ähnlich wie bei p-GaAs tritt auch bei n-GaAs bei manchen Proben eine durchgehende Zusatzstruktur auf. Bei GaAs 4Vb (Abb.9) ist sie zwischen -60 mV und +120 mV meßbar. Diese Struktur wurde bei n-GaAs nicht weiter untersucht.

3 CdS

3.1 Reproduktion der Literaturergebnisse

Abbildung 10a zeigt eine Messung der zweiten Ableitung $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ an dem CdS-Au -Schottky-Kontakt CdS 3el8 bei 4,2°K. Die deutlich ausgeprägten Strukturen bei $V \approx 0$ sowie bei $V \approx \pm 38$ mV und bei $V \approx +76$ mV stimmen gut mit Messungen von Losee und Wolf [7] überein. Abbildung 10b zeigt eine $\frac{d^2I}{dV^2}$ -Kurve dieser Autoren. Ähnliche Strukturen wurden auch von Mikkor und Vassell [11] gemessen.

Die Struktur bei $V \approx 0$ wurde von Losee und Wolf eindeutig auf Wechselwirkungen der tunnelnden Elektronen mit den Spins neutraler Donatoren zurückgeführt [7]. Die Strukturen bei $V \approx \pm 38$ mV stimmen qualitativ mit den theoretischen Voraussagen [14] für abgeschirmt polare Wechselwirkung mit den CdS-LO-Phononen überein [7]. Der Schlenker bei $V \approx +76$ mV stammt von der Ankopplung an zwei LO-Phononen.

3.2 Zusatzstruktur

Bei der Probe CdS 3el8 ist, wie Abbildung 10 zeigt, neben der aus der Literatur bekannten noch weitere Struktur im Bereich $|V| \leq 38$ mV zu sehen. Solche Zusatzstruktur wurde

bei allen hochohmigen CdS-Proben mit $R(V=0; T=4,2^{\circ}\text{K}) \geq 40 \Omega$ gemessen. Sie ist bei den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von CdS 3el7 besonders gut aufgelöst, weshalb diese Kurven wieder als "Normspektrum" bezeichnet werden. Das Normspektrum ist in Abbildung 11 gezeigt und wird im folgenden beschrieben: Im Gegensatz zu den Messungen an p-GaAs ist die Zusatzstruktur bei CdS in beiden Spannungsrichtungen gleich stark (Tab.4).

Die gesamte Zusatzstruktur zwischen ± 6 mV und ± 40 mV scheint symmetrisch bezgl. Spiegelung am Spannungsursprung zu sein. Über den Peak bei $-4,5$ mV kann keine Aussage gemacht werden, da die entsprechende Struktur bei $V > 0$ zu schwach ist (Abb.11). Daß die Symmetrie der Zusatzstruktur bei CdS bestimmt werden kann, im Gegensatz zu GaAs, hat zwei Gründe:

Erstens ist die Struktur bei CdS in beiden Spannungsrichtungen gleich stark ausgeprägt, bei GaAs aber nicht. Zum zweiten reicht die Struktur bei CdS im Gegensatz zu GaAs nur bis ± 40 mV. In diesem kleinen Spannungsbereich ist der Fehler in der Eichung der Spannungsachse noch ziemlich klein. Er beträgt nur $\pm 0,75\%$, was einer Verschiebung der beiden Polaritätsbereiche relativ zueinander um $\pm 1,5\%$ entspricht. Eine solche Verschiebung ändert die Symmetrie der Struktur noch nicht (vgl.S.19).

Ein Vergleich von CdS 3el8 mit CdS 3el7 (s.Abb.12) zeigt, daß die LO-Struktur bei $V \approx \pm 38$ mV auch bei CdS 3el7, d.h. bei Proben mit starker Zusatzstruktur, noch vorhanden

ist, wenn auch zum Teil überlagert.

Die Abbildung 12 zeigt einen Vergleich des Normspektrums (CdS 3el7) mit $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von anderen CdS-Proben und mit den Messungen von Losee und Wolf [7]. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind im folgenden aufgeführt:

a) Außer bei CdS 7al ist bei allen Proben die LO-Struktur zu sehen, allerdings verliert ihre Linienform bei $V < 0$ mit steigendem Tunnelwiderstand (vgl.Tab.2) immer mehr die Ähnlichkeit mit der von Losee und Wolf [7] gemessenen.

b) Die hochohmigen Proben CdS 7al und CdS 9IV zeigen bei $V \approx 0$ ein anderes Verhalten als die niederohmigen übrigen Proben. Die $\frac{dV}{dI}$ -Kurven der hochohmigen Proben haben bei $V \approx 0$ ein ausgeprägtes Maximum, wohingegen die der niederohmigen Proben das aus der Literatur bekannte Minimum aufweisen. Als Beispiel sind in Abbildung 13 die $\frac{dV}{dI}$ -Kurven von CdS 7al und von CdS 3el8 gezeigt. In Abbildung 12 wird dieses unterschiedliche Verhalten durch den unterschiedlichen Untergrund der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven bei $V \approx 0$ sichtbar.

c) Bei CdS 3el9 erstreckt sich die Zusatzstruktur über ± 50 mV hinaus. (Kein "Rauschen", da reproduziert). Es ist zu vermuten, daß bei größerer Meßempfindlichkeit die Zusatzstruktur auch bei anderen Proben zu höheren Spannungen hin verfolgt werden könnte.

d) Die Stärke S der Zusatzstruktur in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von CdS-S.K. steigt ähnlich wie bei den p-GaAs-S.K. (Abschn.III 1.3) mit wachsendem Probenwiderstand an. Das ist aus Tabelle 4 ersichtlich, wo die Strukturstärke des Peaks 4 (als typischem Peak) für alle Kurven der

Abbildung 12 eingetragen ist.

e) Das Verhältnis der Strukturstärke bei $V > 0$ und $V < 0$ ist bei allen Proben ungefähr gleich. Auch dieses Ergebnis ist aus Tabelle 4 zu entnehmen.

f) Die energetische Lage der Peaks im Normspektrum (CdS 3el7) wird in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von CdS 3el9 bei negativen Vorspannungen bis auf ca. 1 mV reproduziert. Auch die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven der übrigen Proben sind bei $V < 0$ dem Normspektrum sehr ähnlich (abgesehen vom Untergrund s.b). Bei positiven Spannungen sind die Unterschiede größer. Der Grund hierfür ist nicht bekannt.

IV Theorie des Tunnelstromes mit Wechselwirkungen und Interpretation der Zusatzstruktur

1 Apparative Struktursimulation

Die Zusatzstrukturen sind mit Sicherheit kein Rauschen, da sie bei Wiederholung der Messungen an derselben Probe immer bis ins Detail reproduziert wurden. Sie wurden auch nicht durch systematische Fehler der Meßapparatur erzeugt. Dies konnte durch Blindmessungen nachgewiesen werden, die sich von echten Messungen nur dadurch unterscheiden, daß die Schottky-Barriere durch einen ohmschen Widerstand ersetzt war. Die bei den Blindmessungen aufgenommenen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven zeigten keinerlei Struktur.

2 Ist der gesamte Strom Tunnelstrom?

Im Abschnitt III 1.1, 2.1 und 3.1 werden die LO-Struktu-

ren in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs- und CdS-S.B. erwähnt. Sie lassen sich theoretisch durch die Wechselwirkung der tunnelnden Ladungsträger mit LO-Phononen erklären und sind daher charakteristisch für Tunnelstrom. In den Abschnitten III 1.2, 2.2 und 3.2 werden diese LO-Strukturen auch in solchen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven nachgewiesen, die deutlich die in dieser Arbeit zu erklärende Zusatzstruktur zeigen. Damit ist bewiesen, daß zumindest ein gewisser Anteil des Gesamtstromes in diesen Proben Tunnelstrom ist. Über den Mechanismus des Stromanteils, der die Zusatzstruktur erzeugt, ist dadurch jedoch noch nichts ausgesagt. Dieser Stromanteil könnte z.B. zwischen den beiden Stromzuführungen an der Oberfläche des Halbleiters entlangkriechen. Ich gehe von der Hypothese aus, daß der gesamte Strom Tunnelstrom ist. Diese Annahme läßt sich nur dadurch erhärten, daß sämtliche Strukturen in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ durch Tunnelstromtheorien erklärt werden. Das wird im folgenden versucht.

3 Allgemeine Bemerkung zur Ursache von Struktur in den Tunnelstrom-Charakteristiken

Die einfachste Theorie zur Berechnung des Tunnelstromes durch S.K. benutzt das Einelektronenbild ohne Wechselwirkung. In diesem Modell wird zunächst der Stromanteil berechnet, den ein Elektron liefert, welches sich im periodischen Potential des idealen Kristalls (berücksichtigt durch eine effektive Masse) und im gemittelten Barrierenpotential bewegt. Abweichungen der Potentiale von dieser Idealform werden ebensowenig berücksichtigt wie Wechsel-

wirkungen mit anderen Freiheitsgraden des realen S.K.

(z.B. mit Phononen). Anschließend werden die Stromanteile aller stromtragenden Ladungsträger inkohärent addiert.

Das Ergebnis solcher Berechnungen [15,16] sind glatte

$\frac{dI}{dV}$ -Kurven, die abgesehen von einem Minimum in der Nähe von $V=0$ keinerlei Struktur zeigen. Die Ursache für Struktur im Tunnelstrom muß daher in Abweichungen des realen S.K. und des realen Strommechanismus vom einfachen Modell liegen.

Im folgenden werde ich einige, Wechselwirkungen einschließende, Theorien zur Beschreibung von Tunnelströmen in S.K. referieren und wo nötig erweitern. Es wird untersucht, ob mit ihrer Hilfe eine Interpretation der in dieser Arbeit geschilderten Zusatzstruktur möglich ist. Dabei wird sich zeigen, daß die Ursache der Struktur nicht eindeutig bestimmt werden kann. Im Abschnitt V werden einige Gründe für diese Unbestimmtheit besprochen.

4 Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Phononen

4.1 Theorie

Über den Einfluß der Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung auf die I-V-Charakteristik einer Tunnelstruktur gibt es mehrere theoretische Arbeiten [14, 17-26]. Bei den meisten wird allerdings ein MIM-Kontakt zugrunde gelegt. Ihre Ergebnisse sollten jedoch qualitativ auch für S.K. gelten, wenn man die Raumladungszone im Halbleiter mit dem Isolator des MIM-Kontaktes identifiziert.

Die Ergebnisse der verschiedenen Theorien sind nicht einheitlich. Ich werde zunächst die Resultate von Bennett, Duke und Silverstein (B.D.S.) [22] schildern, da diese in den meisten anderen Arbeiten als Spezialfall geeigneter Parameterwahl auch enthalten sind. Danach werden die von B.D.S. abweichenden theoretischen Vorhersagen kurz erwähnt.

B.D.S. unterscheiden zwei Effekte der Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung. Der erste wird Selbstenergie-Effekt (S.E.) genannt und beschreibt den Einfluß der Phononen auf den elastischen Tunnelstromanteil (energieerhaltendes Tunneln). Die Ursache für den S.E. liegt darin, daß die Ladungsträger in den Elektroden bei Anwesenheit einer Wechselwirkung mit Phononen als Quasiteilchen mit einer von den freien Teilchen abweichenden Dispersionsrelation beschrieben werden müssen. Neben der Änderung des elastischen Stromanteils bewirkt die Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung nach B.D.S. noch das Auftreten eines ganz neuen Stromanteils. Er stammt von Ladungsträgern, die während des Tunnelprozesses Energie zur Erzeugung von Phononen abgeben. Dieser sogenannte inelastische Strom kann nur fließen, wenn die zur Erzeugung der Phononen notwendige Energie von der Spannungsquelle geliefert wird. Der inelastische Strom setzt daher plötzlich ein, wenn die an der Tunnelstrecke liegende Spannung den zur Phononenenergie $\hbar\omega_0$ gehörenden Wert $V_0 = \frac{\hbar\omega_0}{e}$ überschreitet. Dieser Mechanismus zur Erzeugung von Struktur in der I-V Charakteristik wird Inelastischer Effekt (I.E.) genannt.

Fußend auf der Theorie von B.D.S. haben Davis und Duke [14,23] die Struktur in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ berechnet, die durch den S.E. bei Deformationpotential- und abgeschirmt polarer Kopplung mit LO-Phononen der Halbleiterelektrode von S.K. entsteht. Das Ergebnis ist bei beiden Kopplungen ungefähr dasselbe. Es ist schematisch in Abbildung 14 gezeigt. Die Übereinstimmung mit experimentellen $\frac{d^2 I}{dV^2}$ -Kurven an CdS-Au- und Si-SiO₂-In-Tunnelkontakten ist befriedigend [14].

Der S.E. bei Ankopplung an akustische Phononen mit der Dispersion $\hbar\omega = c_s \hbar q$ wurde im Rahmen der B.D.S.-Theorie von Deuling [25] berechnet. Sein Ergebnis sagt Struktur in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ nur bei einer Polarität (Flußrichtung) voraus, und zwar bei $eV = 2 C_s \hbar k_F$; k_F ist der Fermimpuls des (entarteten) Halbleiters.

Beim Inelastischen Effekt (I.E.) müssen zwei Fälle unterschieden werden: Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung ohne Impulserhaltung (Ankopplung über Störstellen) und mit Impulserhaltung (Ankopplung über das Gitter). Im ersten Fall erhalten B.D.S. ein sehr einfaches Ergebnis:

$$\frac{d^2 i}{dV^2}(V) = + \operatorname{sgn}(V) \cdot C \cdot \varrho_{\text{Phonon}}(|eV|) \cdot \alpha(|eV|) \quad (22)$$

Dabei ist i der inelastische Stromanteil, C eine positive Konstante, V die über der Tunnelbarriere abfallende Spannung, $\varrho_{\text{Phonon}}(|eV|)$ die Einphononen-Zustandsdichte

und $\alpha(|eV|)$ eine Kopplungsfunktion, von der vorausgesetzt ist, daß sie nur von der Energie abhängt. Mehrphononenprozesse sind bei der Herleitung von Gl.22 nicht berücksichtigt. Aus Gl.22 folgt insbesondere, daß die zweite Ableitung der I-V Charakteristik antisymmetrisch zu $V = 0$ ist und bei schwach variierendem $\alpha(|eV|)$ sämtliche Maxima der Phononenzustandsdichte wiedergibt. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 15 schematisch für eine willkürlich gewählte Phononenzustandsdichte und $\alpha(|eV|) \equiv \text{konst.}$ dargestellt.

Bei B.D.S. wird die Gl.22 auch durch einfache qualitative Argumente plausibel gemacht. In diese Argumentation geht die Erzeugung von Phononen nur als ein Energieverlustmechanismus ein, an den die tunnelnden Ladungsträger unter Beachtung des Energieerhaltungssatzes aber ohne Impulsauswahlregel ankoppeln können. In diesem Rahmen besteht kein Unterschied zwischen der Erzeugung eines Phonons der Energie $\hbar\omega_0 = E_0$ und der Anregung von n Phononen mit derselben Gesamtenergie $\sum_{i=1}^n \hbar\omega_i = E_0$. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß eine Berücksichtigung von Mehrphononenprozessen in der Theorie von B.D.S. bei Ankopplung über Störstellen (keine Impulserhaltung) zu einer der Gl.22 analogen Formel führt:

$$\frac{d^2 I}{dV^2}(V) = + \operatorname{sgn}(V) \cdot C \cdot \sum_n \rho_n(|eV|) \alpha_n(|eV|) \quad (23)$$

In Gl.23 bedeutet $\rho_n(|eV|)$ die Zustandsdichte aller n-Phononen-Kombinationen und $\alpha_n(|eV|)$ die Kopplungsfunktion für n-Phononen-Prozesse. Die anderen Symbole

haben dieselbe Bedeutung wie in Gl.22.

Im Fall der Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung mit Impulsauswahlregel erhalten B.D.S. für den inelastischen Strom eine Formel der Gestalt

$$i = \sum_{\vec{q}} \exp \left[- \left(\frac{q_{\parallel}}{q_b} \right)^2 \right] \cdot \dots \quad (24)$$

q_b ist dabei eine die Tunnelbarriere charakterisierende Größe, $\vec{q}$ ist der Impuls des erzeugten Phonons und $q_{\parallel}$ seine Komponente parallel zur Grenzfläche der Tunnelbarriere. Durch den Exponentialfaktor wird die Erzeugung von Phononen mit $q_{\parallel} \approx 0$ gegenüber denen mit größeren $q_{\parallel}$ stark bevorzugt. Den Grund dafür kann man mit Hilfe der W.K.B.-Näherungsformel für die Wahrscheinlichkeit des elastischen Tunnelns, D , plausibel machen. Es gilt [2, S.34]

$$D = \exp \left[- \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m \left(V_e(x) + \frac{(\hbar k_{\parallel})^2}{2m} - E \right)} dx \right] \quad (25)$$

$x_{1,2}$ sind Anfangs- und Endpunkt der Tunnelstrecke, $\frac{V_e(x)}{-e}$ ist das Barrierenpotential, E die Gesamtenergie des tunnelnden Elektrons und $k_{\parallel}$ die Komponente seines Impulses parallel zur Grenzfläche der Barriere. Erzeugt ein tunnelndes Elektron ein Phonon mit großem $q_{\parallel}$, so muß wegen der Impulserhaltung auch der Elektronenimpuls $k_{\parallel}$ vor oder/und nach der Wechselwirkung groß sein. Dadurch steckt ein Großteil der Gesamtenergie E des Elektrons in der

kinetischen Energie $\frac{(\hbar k_{\parallel})^2}{2m}$ parallel zur Barrierengrenzfläche. Die Folge ist gemäß Gl.25 eine kleine Tunnelwahrscheinlichkeit für den Gesamtprozeß. Kurzgefaßt heißt das: Elektronen, die ein Phonon mit einem großen Impuls parallel zur Barrierengrenzfläche erzeugt haben, treffen zu schräg auf die Barriere auf, um noch hindurchtunneln zu können. Sie liefern daher keinen Beitrag zum Tunnelstrom.

Um die B.D.S.-Formel für impulserhaltenden inelastischen Tunnelstrom (Gl.24) in eine überschaubare Form bringen zu können, ersetze ich den Exponentialfaktor $\exp \left[- \left(\frac{q_{\parallel}}{q_b} \right)^2 \right]$ durch eine Stufenfunktion:

$$\Theta(q_{\parallel \max} - q_{\parallel}) = \begin{cases} 0 & \forall q_{\parallel} > q_{\parallel \max} \\ 1 & \forall q_{\parallel} \leq q_{\parallel \max} \end{cases} \quad (26)$$

Wenn man annimmt, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit für alle die Elektronen vernachlässigbar ist, deren kinetische Energie parallel zur Barrierengrenzfläche, $\frac{(\hbar k_{\parallel})^2}{2m}$, 10% der mittleren Barrierenhöhe $\langle V_e(x) - E \rangle$ überschreitet (vgl. Gl.25), so folgt für $q_{\parallel \max}$ bei CdS-Au -Schottky-Barrieren größenordnungsmäßig

$$q_{\parallel \max} \approx 6 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1} \approx 10\% \text{ der Brillouin-Zone} \quad (27)$$

Mit Gl.26 erhält man aus der vollständigen Gl.24 für den impulserhaltenden I.E.

$$\frac{d^2 i}{dV^2}(V) = + \operatorname{sgn}(V) \cdot C \cdot \int_{\text{Phonon}} \tilde{\rho}(|eV|) \cdot \alpha(|eV|) \quad (28)$$

$$C = \text{konst.} > 0$$

Gl.28 basiert auf einer von B.D.S. übernommenen Näherung für große Halbleiterentartung und auf der Voraussetzung, daß die Kopplungsfunktion α nur von der Energie abhängt. $\tilde{g}_{\text{Phonon}}$ ist die Zustandsdichte der Phononen, deren Impulskomponente parallel zur Barrierengrenzfläche, $q_{\parallel}$, kleiner als der Abschneideimpuls $q_{\parallel \text{ max}}$ ist. Die Strukturen in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ sind also auch beim I.E. mit Impulserhaltung proportional zur Phononenzustandsdichte, wenn man in dieser nur Phononen mit Impulsen ungefähr parallel zur Tunnelrichtung aufnimmt.

Im folgenden werden die Ergebnisse von B.D.S. kurz mit den Resultaten der anderen Theorien über den Einfluß der Ladungsträger-Phonon-Wechselwirkung auf den Tunnelstrom verglichen:

Nur ein Autor [18] behandelt noch den Fall der Ankopplung an Phononen mit beliebiger Dispersionsrelation. Sein Ergebnis ist dem I.E. ohne Impulserhaltung von B.D.S.

(s.Abb.15) sehr ähnlich. Im Unterschied zu diesem sagt es eine leichte Energieverschiebung (ca.5%) zwischen den

Maxima in $\tilde{g}_{\text{Phonon}}$ und denen in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ voraus. Die übrigen Theorien [17,19,21,26] machen nur Aussagen über die

Ankopplung an "Einstein-Phononen" der Frequenz ω_0 . Sie

sagen zwei Typen von Strukturen in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ voraus. Die eine entspricht dem S.E. und die andere dem I.E. von

B.D.S., angewandt auf den Spezialfall von Einstein-Phono-

nen. Ich werde sie deshalb auch mit I.E. und S.E. bezeich-

nen. Der wesentliche Unterschied zwischen den Ergebnissen

von B.D.S. und denen der anderen Theorien liegt im vorher-

gesagten Vorzeichen der Strukturen. Kleiman [19] z.B. erhält einen I.E. mit einem zu B.D.S. entgegengesetzten Vorzeichen. Bei den anderen Autoren [17,21,26] hängt das Vorzeichen sowohl des S.E. als auch des I.E. von der speziellen Wahl der Parameter ab. Die Theorie von Davis [26] beinhaltet sogar die Möglichkeit für einen I.E. der in $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ symmetrisch zu $V=0$ ist.

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, daß in den theoretischen Arbeiten immer $\frac{d^2 I}{dV^2}(V)$ berechnet wird, meine Messungen aber $\frac{d^2 V}{dI^2}(V)$ liefern. Es gilt:

$$\frac{d^2 V}{dI^2}(V) = -1 \cdot \left(\frac{dV}{dI}(V) \right)^3 \cdot \frac{d^2 I}{dV^2}(V) \quad (29)$$

$\frac{dV}{dI}(V)$ ist immer positiv und ändert sich nur wenig in einem Spannungsintervall, das der Breite einer typischen Struktur in $\frac{d^2 V}{dI^2}(V)$ entspricht. Solange nur die Linienform und die energetische Lage der Strukturen in $\frac{d^2 V}{dI^2}$ betrachtet wird, kann daher

$$\frac{d^2 V}{dI^2}(V) \approx -1 \frac{d^2 I}{dV^2}(V) \quad (30)$$

gesetzt werden.

4.2 Vergleich der Theorie mit meinen Experimenten

CdS

Ich vergleiche nun meine Messungen an CdS 3el7 (Normspektrum) mit den Vorhersagen von B.D.S. für den Fall des I.E.

mit impulserhaltender Ankopplung an CdS-Phononen. Nach Gl.28 und 30 müßten die $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ -Kurven für negative Vorspannung an denselben Stellen Maxima haben wie $\tilde{g}$ (eV), wenn die Kopplungsfunktion $\propto$ (eV) als glatte Funktion angenommen wird. $\tilde{g}$ (eV) ist dabei die Zustandsdichte der CdS-Phononen, deren Impulskomponente senkrecht zur Tunnelrichtung (parallel zur Barrierengrenzfläche) kleiner ist als $q_{\parallel \text{max}}$ ($\approx 10\%$ der Brillouin-Zone, s.S.37). Bei meinen CdS-Proben fällt die Tunnelrichtung mit der C-Achse des direkten bzw. der Δ -Achse des reziproken Gitters zusammen.

Berechnungen der Zustandsdichte $\tilde{g}$ (eV) sind mir nicht bekannt. Um die energetische Lage ihrer Maxima zu berechnen, müßte man von der allgemeinen Formel für die Zustandsdichte

$$g(E) = \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{F(E)} \frac{dF}{|\nabla E(\vec{q})|} \quad (31)$$

ausgehen, das Oberflächenintegral aber nur über die Teile ΔF der Flächen konstanter Energie ausdehnen, die innerhalb eines Zylinders mit Radius $q_{\parallel \text{max}}$ um die Δ -Achse liegen. Ich nehme an, daß ΔF für alle Energien gleich groß ist, und daß $|\nabla E|$ auf ΔF konstant gesetzt werden kann. Nimmt man außerdem an, daß die Flächenstücke ΔF die Δ -Achse senkrecht schneiden, so gilt

$|\nabla E| = \left. \frac{dE(\vec{q})}{dq_{\Delta}} \right|_{\vec{q} \in \Delta\text{-Achse}}$, wobei q_{Δ} die Komponente des Phononenimpulses in Δ -Richtung und $E(q)$ die Phononenenergie ist. Für $\tilde{g}$ folgt:

$$\tilde{\mathcal{G}} = \frac{L^3}{(2\pi)^3} \Delta F \cdot \frac{1}{\left. \frac{dE(\vec{q})}{dq_{\Delta}} \right|_{\vec{q} \in \Delta\text{-Achse}}} \quad (32)$$

(L^3 = Volumen des CdS-Kristalls)

In dieser Näherung hat $\tilde{\mathcal{G}}$ (eV) immer dann ein Maximum, wenn $\left. \frac{dE(\vec{q})}{dq_{\Delta}} \right|_{\vec{q} \in \Delta\text{-Achse}}$ für irgendeinen Phononenzweig minimal wird. Dieses Kriterium wurde auf gerechneten Phononendispersionskurven von CdS [27] angewendet. Die so erhaltenen Maximalstellen von $\tilde{\mathcal{G}}$ (eV) sind in Tabelle 5 zusammen mit der Symmetrie der das Maximum verursachenden Phononen zusammengestellt. Das mit T_1, Σ_1 bezeichnete Maximum wird durch die obige Näherung für $\tilde{\mathcal{G}}$ (eV) (Gl. 32) nicht beschrieben, da das zugehörige Energieflächenstück ΔF (s.o.) die Δ -Achse gar nicht schneidet. Es stammt von Phononen in der Nähe von Γ , für die $\frac{dE}{dq_T}$ bzw. $\frac{dE}{dq_{\Sigma}}$ verschwindet. (q_T, q_{Σ} = Phononenimpulskomponente in T- bzw. Σ -Richtung).

In Abbildung 16 wird die zweite Ableitung der Tunnelstrom-Charakteristik von CdS bei 7, $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$, im Bereich negativer Vorspannung mit den $\tilde{\mathcal{G}}$ -Maxima aus Tabelle 5 verglichen. Die Peaks 1, 3, 4 und 5 liegen tatsächlich in der Nähe von $\tilde{\mathcal{G}}$ -Maxima, der Peak 2 jedoch nicht. Beim Vergleich muß beachtet werden, daß die Maxima von $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ durch eine Korrektur des Einflusses von Serienwiderständen noch um ca. 2,5% zu tieferen Energien rutschen können (s. Tab. 6). Dadurch würde z.B. der Peak 5 dem $\tilde{\mathcal{G}}$ -Maximum bei 26 mV

zugeordnet. Die $\tilde{\varphi}$ -Maxima oberhalb von 26 mV können zum Teil zur LO-Struktur beitragen und dadurch dafür verantwortlich sein, daß diese etwas von der in der Literatur beschriebenen Linienform abweicht (s.S.29 unter a).

Die energetische Lage der Peaks 1, 3, 4 und 5 spricht also dafür, die Zusatzstruktur in CdS durch inelastische Effekte nach B.D.S. mit impulserhaltender Ankopplung an CdS-Phononen zu erklären. Man muß bei dieser Aussage jedoch berücksichtigen, daß die Maxima von $\tilde{\varphi}$ durch eine grobe Näherung (Gl.32) aus berechneten Dispersionskurven gewonnen wurden.

Gegen die Interpretation als I.E. spricht die Tatsache, daß die Struktur in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ symmetrisch zu $V=0$ ist, im Gegensatz zur Vorhersage von B.D.S. Dieser Widerspruch wird allerdings durch die auf Seite 39 beschriebenen Ergebnisse von Davis [26] abgeschwächt.

Der Versuch, die Zusatzstruktur in CdS durch einen I.E. ohne Impulserhaltung zu erklären, schlägt fehl. In diesem Fall müßten die Peaks in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ mit den Maxima der vollständigen Phononenzustandsdichte $\mathcal{G}$ (eV) übereinstimmen. Ein Vergleich mit der von Nusimovici et al. [27] berechneten Zustandsdichte zeigt aber (Abb.16), daß dies für die Peaks 2, 3 und 4 nicht der Fall ist.

"Änderungen des Phononenspektrums aufgrund der Anwesenheit von Störstellen spielen bei meinen CdS-Proben vermutlich

keine Rolle. In diesen Proben kommt als Störstelle hauptsächlich In in Frage, das in einer Konzentration von $\text{ca. } 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ vorhanden ist. Als Donator sitzt es auf Cd-Platz. Da In schwerer ist als Cd, kann es höchstens eine "resonant band mode" erzeugen. Bei Nusimovici et al. ist eine Bedingung für das Vorkommen von "resonant band modes" angegeben [28, Gl.1.6]. Sie ist für In auf Cd-Platz in CdS nicht erfüllt.

Es wurde auch untersucht, ob die Zusatzstruktur von einem I.F. mit den Phononen des Metallkontaktes stammen kann. Dazu wurden zwei Proben mit Ag und Au als Kontaktmetall verglichen (CdS 7al(Ag) und CdS 3el7(Au)). Metall-Phononen-Peaks sollten bei CdS 7al bei höheren Energien als bei CdS 3el7 liegen, da die Schallgeschwindigkeit von Ag (und damit vermutlich auch die energetische Lage der Phononenzustandsdichtemaxima) um ca. 20% größer ist als die von Au [29]. Abbildung 12 zeigt jedoch, daß die Peaks 4 und 5 bei beiden Proben an derselben Stelle liegen, Peak 3 ist bei CdS 7al im Gegensatz zur Vorhersage etwas zu kleineren Energien hin verschoben. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß die Zusatzstruktur zumindest oberhalb von 10 mV nicht von Wechselwirkungen mit der Metallelektrode stammt.

GaAs

Es soll nun untersucht werden, ob die Zusatzstruktur im GaAs-Normspektrum ($\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von p-GaAs 8aIII₈) durch einen I.E. ohne Impulserhaltung mit den GaAs-Phononen

erklärt werden kann. Die Erweiterung der Theorie von B.D.S. auf Mehrphononenprozesse ergibt für negative Vorspannungen (s. Gl. 30, 11 und 23)

$$\frac{d^2 V}{dI^2}(V) \approx - \frac{d^2 I}{dV^2}(V) = C \sum_n g_n(|eV|) \cdot \alpha_n(|eV|) - \frac{d^2 I_0}{dV^2}(V) \quad (33)$$

Dabei ist $\frac{d^2 I_0}{dV^2}(V)$ ein glatter Untergrund, der vom elastischen Stromanteil stammt.

Für $g_n(|eV|)$ gilt die Rekursionsformel

$$g_n(|eV|) = \frac{1}{n} \int_0^{|eV|} d\epsilon g_1(\epsilon) g_{n-1}(|eV| - \epsilon) ; n > 1 \quad (34)$$

Der Ausdruck $\sum_n g_n(|eV|) \cdot \alpha_n(|eV|)$ wurde von Dipl. Phys. G. Güttler auf einer Univac 1108 berechnet und mit einem Hewlett-Packard-Rechner graphisch dargestellt. Als $g_1(E)$ diente dabei die von Borik berechnete Einphononenzustandsdichte von GaAs bei 296°K [30]. Für die Kopplungsfunktionen $\alpha_n(|eV|)$ wurden der Einfachheit halber Konstanten

$$\alpha_n(|eV|) \equiv \alpha_n = \frac{1000}{\text{Max}(g_n(|eV|))} \quad (35)$$

eingesetzt. Das bedeutet, daß α_n gerade so schnell mit n abfällt, daß die Zunahme von $g_n(|eV|)$ mit n kompensiert wird.

In Abbildung 5 werden die $\frac{d^2 V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs $\text{Sb}_{0.15}\text{In}_{0.85}$ (Normspektrum) zwischen -200 mV und 0 mV mit den Berech-

nungen des Ausdruckes $\sum_n g_n(|eV|) \cdot \alpha_n$ verglichen. Beide Kurven zeigen bis ungefähr -150 mV qualitativ gleiche Struktur. Insbesondere überdecken die Peaks in beiden Kurven fast gleichmäßig die Spannungsachse. Zählt man in der Kurve für $\sum_n g_n(|eV|) \cdot \alpha_n$ die in den Flanken der großen Peaks angedeuteten kleinen mit, so liegen in beiden Fällen zwischen -10 mV und -145 mV 28 Maxima; ihr mittlerer Abstand ist also übereinstimmend 4,8 mV.

Diese qualitative Übereinstimmung legt es nahe, die Zusatzstruktur in GaAs-S.B. zumindest teilweise durch einen I.E. nach B.D.S. mit den GaAs-Phononen zu erklären.

Die Tatsache, daß die beiden Kurven in Abbildung 5 nicht exakt übereinstimmen, ist kein Argument gegen diese Interpretation, denn erstens basiert die Berechnung von $g_n(|eV|)$ auf einer berechneten Kurve für $g_1(|eV|)$ und zweitens ist die experimentelle Bestimmung der Spannungslage der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Peaks ungenau. Die Fehler in $g_1(|eV|)$ führen bei der Zwei-Phononen-Summendichte schon zu Fehlern in der Peaklage von ca. 2 meV, wie ein Vergleich mit Infrarot-Absorptionskurven an GaAs zeigt [30, Abb. 6]. Die Fehler in den höheren Zustandsdichten sind noch größer. Die in Abbildung 5 gezeigten, berechneten Kurven für $\sum_n g_n \cdot \alpha_n$ weichen daher vermutlich im Detail stark von den tatsächlichen Zustandsdichten ab. Hinzu kommt noch, daß bei der Berechnung der Phonondichte der Einfluß der Zn-Dotierung nicht berücksichtigt wurde. Zn erzeugt in GaAs nach einer Vermutung von Lorimor und Spitzer [31] eine "local mode" etwas

oberhalb der LO(Γ)-Energie. Die Phononenzustandsdichte erhält dadurch dort und bei ganzzahligen Vielfachen der "local mode"-Energie zusätzliche Maxima. Oberflächenphononen bleiben in den berechneten Zustandsdichten ebenfalls unberücksichtigt. Das Auftreten solcher Gitterschwingungen in der Grenzfläche zwischen der Barriere und einer Elektrode eines Tunnelkontaktes wurde schon von verschiedenen Autoren diskutiert [38,13] und kann daher nicht ausgeschlossen werden. Der Fehler in der experimentellen Spannungsbestimmung rührt von Ungenauigkeiten bei der Ablesung des Meßinstrumentes her und wächst mit steigender Vorspannung. Zwischen -100 mV und -200 mV beträgt er ca. $\pm 1,5$ mV (s.S.17).

Der I.E. gemäß B.D.S. ist jedoch sicher nicht die einzige Ursache für die Zusatzstruktur. Ein I.E. kann nämlich bei negativer Vorspannung nur Peaks in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ erzeugen (s.Gl.30 und Abb.15). Im Gegensatz dazu enthält das Normspektrum eine Struktur (s.Abb.17), die eine Überlagerung zu sein scheint von einem Peak und einem "Schlenker", wie er für den S.E. (Abb.14) typisch ist. Es ist anzunehmen, daß solche Schlenker auch an anderen Stellen den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven überlagert sind. Man kann sie jedoch meistens nicht erkennen, da sich die Überlagerung von Peak und Schlenker im allgemeinen nicht von zwei eng nebeneinander liegenden Peaks unterscheidet. Ich erweitere daher das Konzept zur Interpretation der Zusatzstruktur in den GaAs - $\frac{d^2V}{dI^2}$ - Kurven durch die Annahme, daß neben dem I.E. auch der S.E. mit GaAs-Phononen eine Rolle spielt.

Eine zweite Erweiterung wird notwendig, weil die B.D.S.-Theorie sowohl für den I.E. als auch für den S.E. gleiche Strukturstärke bei $V < 0$ und $V > 0$ voraussagt, die experimentellen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven aber bei $V < 0$ viel stärkere Strukturen zeigen als bei $V > 0$. Kleiman hat nachgewiesen [19], daß eine solche Asymmetrie in der Stärke von Phononenstrukturen bei $V < 0$ und $V > 0$ dadurch entstehen kann, daß die wechselwirkenden Ladungsträger über lokalisierte Zustände in der Barriere tunneln. Ob dieser Tunnelmechanismus in die Theorie von B.D.S. eingebaut werden kann, ohne deren sonstige Vorhersagen zu zerstören, kann ich nicht übersehen.

Abbildung 18 zeigt einen Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs $8aIII\gamma$ und GaAs $8aI\beta$. Sie stimmen im Bereich zwischen -40 mV und -100 mV recht gut überein. Bei niedrigeren Energien sind jedoch starke Unterschiede festzustellen. Stellt nun diese mangelhafte Reproduzierbarkeit der Zusatzstruktur bei kleinen Spannungen nicht einen Widerspruch zu ihrer Interpretation als I.E. mit GaAs-Phononen dar? Meiner Ansicht nach ist das keineswegs der Fall. Es könnte nämlich z.B. sein, daß die Ankopplung an Phononen aufgrund von Unterschieden im mikroskopischen Aufbau der Barriere bei GaAs $8aIII\gamma$ über Störstellen, d.h. ohne Impulserhaltung, bei GaAs $8aI\beta$ jedoch direkt über das Gitter, also impulserhaltend erfolgt. Im ersten Fall müßten die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven der Zustandsdichte ρ (eV) und im zweiten Fall $\tilde{\rho}$ (eV) entsprechen. Die Zustandsdichten ρ und $\tilde{\rho}$ können

im Einphononen-Bereich deutlich verschieden sein. Im Mehrphononen-Bereich ($V > 40$ mV) dagegen sollten die Unterschiede in Übereinstimmung mit Abbildung 18 nicht mehr groß sein, da bei Mehrphononenkombinationen die Einzelphononen trotz Beschränkung des Gesamtimpulses auf die Tunnelrichtung aus der ganzen Brillouin-Zone stammen können. Tatsächlich weicht auch die von Borik mit der Randbedingung $q_1 + q_2 = 0$ berechnete Zweiphononendichte [30] kaum von der Gesamtzustandsdichte $\mathcal{G}_2(|eV|)$ aus Gl.34 ab.

Im Widerspruch zur Theorie des I.E. steht der Variationshub der $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ -Kurven. Nach Gl.33 sollten die relativen Schwankungen in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ kleiner sein als die von $\sum_n \mathcal{G}_n(|eV|) \cdot \alpha_n$, da $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ zusätzlich noch den strukturlosen Untergrund $-\frac{d^2I_0}{dV^2}$ enthält. Tatsächlich gibt es aber selbst bei großen Vorspannungen (-100 mV bis -150 mV) immer wieder Spannungswerte, bei denen $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ null wird, was einer relativen Schwankung von 200% bezogen auf den Mittelwert entspricht. Im Gegensatz dazu schwankt $\sum_n \mathcal{G}_n(|eV|) \cdot \alpha_n$ in diesem Spannungsbereich nur noch um weniger als 7%. Durch stärkere Unterdrückung der Zustandsdichten mit großem n kann der strukturlose Untergrund von $\sum_n \mathcal{G}_n(|eV|) \cdot \alpha_n$, soweit er von deren niederenergetischen Ausläufern stammt, verkleinert werden. Die relativen Schwankungen bleiben aber immer kleiner als die der einzelnen Zustandsdichten $\mathcal{G}_n(|eV|)$. Diese liegen zwischen -110 mV und -150 mV im Mittel bei 15%. Eine Erklärung für diese Diskrepanz ist mir im Rahmen des bisher behandelten Interpretationskonzeptes für die

Zusatzstruktur nicht bekannt. Vielleicht kann der Variationshub von $\sum_n g_n(|eV|) \alpha_n$ durch die Postulierung geeigneter Auswahlregeln vergrößert werden.

Alternativ zu der bisher vorgeschlagenen Interpretation kann man versuchen, die Zusatzstruktur in den GaAs- $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven ganz oder teilweise durch Wechselwirkungen mit den Phononen des Kontaktmetalls (Sn) zu erklären. Bei einem I.E. nach B.D.S. müßte die zweite Ableitung der Tunnelstrom-Charakteristik dann der Phononenzustandsdichte von Sn entsprechen. Diese hat Maxima im Bereich von 0 bis 17 mV [38,39]. Auch hier müssen jedoch Mehrphononenprozesse berücksichtigt werden. Sie sind an Al-I-Sn-Tunnelstrukturen schon beobachtet worden [38]. Damit können dann prinzipiell auch die Strukturen bei Spannungen > 17 mV von Wechselwirkungen mit Metallphononen stammen. Ob dies tatsächlich der Fall ist, kann durch einen Vergleich von GaAs-S.K. mit verschiedenen Kontaktmetallen getestet werden. Solche Messungen sind noch nicht gemacht worden. Ihre Auswertung würde dadurch erschwert, daß die Strukturen in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ auch bei ungeändertem Metall nicht voll reproduzierbar sind (s.S.20,21). Gegen die Erklärung der Zusatzstruktur durch Metallphononen spricht das Anwachsen der Strukturstärke mit der Barrierendicke (Abschn.III 1.3). Die Wechselwirkung mit Metallphononen kann nur in der Metallelektrode des S.K. stattfinden. Ihre Stärke sollte daher von der Dicke der vollständig im Bereich des Halbleiters liegenden Barriere unabhängig sein. Eine Theorie der

inelastischen Anregung von Metallphononen, die explizite die Abhängigkeit der Strukturstärke von der Barrierenbreite angibt, ist mir leider nicht bekannt.

4.3 Experimentelle Ergebnisse anderer Autoren zur Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Halbleiter-Phononen

Struktur in den $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ -Kurven von Schottky- und MOS-Kontakten ist auch von anderen Autoren schon durch Wechselwirkungen der tunnelnden Ladungsträger mit Halbleiter-Phononen und "local modes" erklärt worden. Am häufigsten wurden Strukturen beobachtet, die durch LO-Phononen erzeugt werden. Diese Strukturen können z.T. mit dem S.E. nach B.D.S. erklärt werden [6,7,8]; in manchen Fällen entsprechen sie jedoch auch einem I.E. [32]. Bei sehr niedrigen Halbleiterdotierungen (ca. $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) entstehen LO-Strukturen, die mit keiner bisher bestehenden Theorie übereinstimmen [6]. Wechselwirkungen mit TO-Phononen wurden von Tsui [33] in p-GaAs-S.K. beobachtet. Thomas und Queisser [12] berichten über Strukturen in den $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$ -Kurven von n-GaAs-Pd -S.K. bei den Energien der TA-, 2xTA- und LO+TA -GaAs-Phononen, und Esaki et al. [34] deuten ihre $\frac{dV}{dI}(V)$ -Kurven an MOS-Kontakten durch I.E. mit TA-, LA-, TO- und LO-Phononen. Wechselwirkungen mit "local modes" wurden in p-Si- [6], n-Si- und SiC- [35] MOS-Kontakten nachgewiesen. Sehr starke Phononenstrukturen zeigen Messungen an n-Ge-S.K. [8]. Da ihre Interpretation [8,36] aber explizite von der Tatsache Gebrauch macht, daß Ge ein indirekter Halbleiter

ist, kann ein Vergleich mit meinen Messungen nicht vorgenommen werden. Tsui berichtet in einer kurzen Notiz [37] über Messungen an n-Si -MOM-Dioden, bei denen die experimentellen $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven mit der Si-Phononenzustandsdichte übereingestimmt haben sollen. Dieses Ergebnis wird aber in einer späteren Arbeit von Schein et al. [35] angezweifelt.

5 Wechselwirkung tunnelnder Ladungsträger mit Molekülschwingungen

Nach Lambe und Jaklevic [40] können tunnelnde Elektronen mit den Eigenschwingungen von Molekülen, die sich in der Grenzfläche zwischen der Barriere und einer der Elektroden befinden, wechselwirken. Die Autoren weisen an MIM-Dioden nach, daß die zweite Ableitung der Tunnelstrom-Charakteristik $\frac{d^2V}{dI^2}$ in diesem Fall Maxima bei den Spannungen $V_i = - \frac{\hbar \omega_i}{e}$ besitzt, wenn ω_i die Eigenfrequenzen der Moleküle sind. Die so gemessenen Resonanzenergien $eV_i = \hbar \omega_i$ stimmen gut mit der Lage der Maxima in optischen Absorptionskurven an freien Molekülen überein [40, Fig.9]. Von Thompson [41] wurde derselbe Effekt bei p-GaAs-Au -S.K. gefunden. Er beobachtete zusätzlich auch analoge Wechselwirkungen mit Molekülrotationen.

In den beiden zitierten Arbeiten wurden die Moleküle bei der Herstellung der Tunnelnioden bewußt mit eingebaut. In meinem Fall könnten Moleküle des Vor- und Diffusionspumpenöles aus dem Restgas in der Aufdampfanlage an der frisch gespaltenen Halbleiteroberfläche adsorbiert worden sein, bevor das aufgedampfte Metall die Kontaktfläche vollständig

abgedeckt hatte (s. Abschn. II 1). Es muß daher auch untersucht werden, ob die von mir gemessene Zusatzstruktur von der Wechselwirkung mit Pumpenölmolekülen stammt.

In Abbildung 5 sind die mit einem Beckman IR9 -Spektrometer gemessenen Absorptionsmaxima von Diffusions- und Vorpumpenöl im Bereich von 77,5 mV bis 200 mV eingezeichnet. Wie man sieht, ist die Verteilung der Maxima der Absorptionskurven und der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven über die Spannungsachse ähnlich. Die Tatsache, daß die Lage der Maxima nicht exakt übereinstimmt, liefert kein Gegenargument gegen die Interpretation der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Struktur durch Wechselwirkungen der Ladungsträger mit Molekülschwingungen. Denn erstens sind die Auswahlregeln bei der Wechselwirkung der Molekülschwingungen mit Photonen und mit freien Ladungsträgern vermutlich verschieden, und zweitens können die Schwingungsfrequenzen der am Halbleiter adsorbierten Moleküle von denen der freien Moleküle etwas verschieden sein. Hinzu kommt noch der experimentelle Fehler bei der Bestimmung der Spannungslage der Peaks in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$.

Um weitere Anhaltspunkte dafür zu bekommen, ob Pumpenölmoleküle bei der Erzeugung der Zusatzstruktur beteiligt sind, wurden die folgenden zwei Experimente durchgeführt: Zunächst wurde eine bewußt mit Pumpenöl verunreinigte p-GaAs-Sn -Probe hergestellt. Die Stärke der an dieser Probe gemessenen Struktur in der zweiten Ableitung der I-V Charakteristik ist in Abbildung 8 eingetragen. Die

Strukturstärke ist genauso groß, wie man es für eine nicht verunreinigte Probe mit gleichem Tunnelwiderstand erwarten würde. Sie läßt keinen Einfluß des Pumpenöls erkennen.

Als nächstes wurde eine Probe in einer Varian HHV-Aufdampf-anlage hergestellt, deren Pumpen völlig ölfrei arbeiten.^{x)}

Auch diese Probe zeigte Zusatzstrukturen in $\frac{d^2V}{dI^2}(V)$. Ihre Stärke ist ebenfalls in Abbildung 8 eingezeichnet. Ein Doppelpfeil verbindet den Meßpunkt mit dem einer aus demselben Material in meiner Anlage hergestellten Probe. Die Strukturstärke der "ölfrei" hergestellten Probe ist bei Berücksichtigung ihres Tunnelwiderstandes eher zu groß als zu klein. Beide Tests ergeben also einen starken Hinweis darauf, daß die Zusatzstruktur nicht durch Pumpenölmoleküle erzeugt wird.

Einschränkend muß allerdings gesagt werden, daß das Vakuum in der zur "ölfreien Herstellung" benutzten Anlage kaum besser war, als in meiner eigenen (8×10^{-7} torr statt 2×10^{-6} torr). Die oben gezogene Schlußfolgerung bezieht sich daher nur auf Ölmoleküle aus dem Pumpentreibmittel. Falls jedoch die Konzentration an Ölmolekülen in 10^{-6} torr Laborluft schon ausreicht, bei der Herstellung der Proben genügend Verunreinigungen in die Grenzfläche einzubauen, so kann als Ursache der Zusatzstruktur die Wechselwirkung

^{x)} Diese Arbeiten wurden im Rahmen des "Sonderforschungsbereiches Festkörperspektroskopie Darmstadt-Frankfurt" an der T.H. Darmstadt durchgeführt. Herrn Dr. Köhler und seinen Mitarbeitern bin ich für ihre Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

mit Ölmolekülen nicht ausgeschlossen werden.

Gegen die Interpretation der Zusatzstruktur in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von p-GaAs durch Wechselwirkungen der tunnelnden Ladungsträger mit den Eigenschwingungen von Molekülen in der Grenzfläche zwischen Barriere und Elektrode spricht auch das experimentell gefundene starke Anwachsen der Strukturstärke mit der Barrierendicke (d). Um dies zu zeigen, wende ich auf Schottky-Kontakte mit einer parabolischen Barriere der Dicke d die theoretischen Ergebnisse für Rechtecksbarrieren der Dicke $\bar{d} = \frac{1}{2}d$ und gleicher Barrierenhöhe an. Für die Stärke, S_{th} , der durch Wechselwirkung mit Molekülschwingungen erzeugten Strukturen folgt dann aus der Theorie von Scalapino et al. [47, Gl.7]

$$S_{th} \sim \ln\left(\frac{\bar{d}}{r_0}\right) = \ln\left(\frac{d}{2r_0}\right) \quad (36)$$

r_0 ist ein Abschneideparameter. Diese nur schwache Abhängigkeit der Strukturstärke S_{th} von der Barrierendicke folgt anschaulich aus der Tatsache, daß die Wechselwirkung mit den Molekülen nur am Rand der Barriere und nicht in ihrem Innern stattfindet. Die experimentell bestimmte Strukturstärke, S_{exp} , wächst nach Abbildung 8b und 8c um 2 Dekaden an, wenn der Probenwiderstand um 4 Zehnerpotenzen zunimmt. Es seien R_{min} und R_{max} die Grenzen dieses Widerstandsbereiches, d_{min} bzw. d_{max} die zugehörigen Barrierendicken und $S_{exp}(d_{min})$ bzw. $S_{exp}(d_{max})$ die zugehörigen Werte von S_{exp} . Aus einer Näherungsformel für den elastischen Tunnelstrom durch Rechtecksbarrieren [22, Gl.4.7; $\mathcal{E}_L \ll E_B$] folgt für

den Zusammenhang zwischen dem Probenwiderstand $R(V=0, T=0)$ und der Barrierendicke d

$$R \sim e^{2\alpha d} = e^{\alpha d} \quad (37)$$

α ist eine die Barrierenhöhe beschreibende Größe und hat für p-GaAs-Sn den Wert: $\alpha \approx 4 \times 10^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Aus Gl.37 folgt

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} = \frac{\ln\left(\frac{R_{\max}}{R_{\min}}\right)}{\alpha d_{\min}} + 1 = \frac{4 \ln 10}{\alpha d_{\min}} + 1 = \gamma^2 \quad (38)$$

Mit Gl.36 und Gl.38 erhält man für die theoretische Strukturstärke S_{th}

$$\frac{S_{\text{th}}(d_{\max})}{S_{\text{th}}(d_{\min})} = 1 + \frac{\ln \gamma^2}{\ln\left(\frac{d_{\min}}{2\tau_0}\right)} \quad (39)$$

Der experimentelle Befund ist

$$\frac{S_{\text{exp}}(d_{\max})}{S_{\text{exp}}(d_{\min})} = 10^2 \quad (40)$$

Theorie und Experiment stimmen nur dann überein, wenn

$$\tau_0 = \frac{d_{\min}}{2 \cdot (\gamma^2)^{\frac{1}{10^2-1}}} \quad (41)$$

gewählt wird. Setze ich in Übereinstimmung mit Tabelle 1 für die Dotierung der GaAs-Proben: $N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, so folgt $d_{\min} \geq 86 \text{ \AA}$ und daraus $1 < \gamma < 1,3$. Aus Gl.41 erhält man

$$\tau_0 \approx \frac{d_{\min}}{2} \geq 43 \text{ \AA} \quad (42)$$

Im Gegensatz dazu wird aber in [47] für τ_0 als plausibler Wert $1 \text{ \AA}$ angegeben.

6 Tunneln durch Störniveaus in der Barriere

In einer Arbeit über vorspannungsabhängiges Rauschen in p-GaAs-S.B. erwähnt Carruthers [42] auch Struktur in den $\frac{d^2I}{dV^2}$ -Kurven dieser Proben, die eventuell mit der hier beschriebenen Zusatzstruktur identisch ist. Auf Grund seiner Rauschmessungen schlägt er als Ursache dieser Struktur Tunneln durch lokalisierte Zustände in der Barriere vor. Über die Art dieser lokalisierten Zustände wird in der zitierten Arbeit keine Aussage gemacht. Es können jedoch, wie im folgenden gezeigt wird, nicht die Störstellenniveaus im Halbleiter sein.

Abbildung 19 zeigt das Bandschema eines Schottky-Kontaktes aus einem Metall und einem p-typ-Halbleiter mit tiefen Akzeptoren der Bindungsenergie E_A . Die Gesamtenergie der Akzeptorniveaus folgt der Valenzbandkante und ist daher im Bereich der Barriere ortsabhängig. Nach der Theorie über resonantes Tunneln durch Störniveaus von Kleiman [19] müßte die Tunnelleitfähigkeit der in Abbildung 19 gezeigten S.B. bei allen den negativen Spannungen sprunghaft ansteigen, bei denen die Fermienergie des Halbleiters gleich der Energie irgendeines der Akzeptorniveaus wird. Diese Spannungen nenne ich "Resonanzspannungen". Jedem Leitfähigkeitsanstieg entspricht bei $V < 0$ ein Peak in der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve. In einer idealen S.B., deren Eigenschaften (wie Barrierenhöhe und Raumladungsdichte) senkrecht zur Tunnelrichtung konstant sind, haben alle Akzeptoren innerhalb einer Gitterebene parallel zur Barrierengrenzfläche dieselbe Energie. Es gehört daher zu jeder solchen Gitterebene G_1 genau eine Resonanzspannung V_1

verbunden mit einem Peak in der zweiten Ableitung $\frac{d^2V}{dI^2}$. Die Resonanzspannungen V_i lassen sich berechnen. Man erhält:

$$\sqrt{E_B + \mu_F + eV_i} = d_i \sqrt{\frac{2\pi e q_0}{\epsilon_0}} + \sqrt{E_A + \mu_F} \quad (43)$$

Der Formel liegt das Gaußsche Maßsystem zugrunde. q_0 ist die Raumladungsdichte. Sie ist in der Barriere als konstant angenommen. ϵ_0 ist die statische D.K. und d_i der Abstand der Gitterebene G_i von der Metall-Halbleiter-Grenzfläche. Die übrigen Symbole sind in der Abbildung 19 erklärt.

Setzt man in Gl.43 die für den S.K. GaAs $8aIII\gamma$ passenden Werte ein ($q_0 = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_0 = 13$, $E_B + \mu_F = 1 \text{ eV}$, $d_{i+1} - d_i = 1,9 \text{ \AA}$), so erhält man für den Abstand zweier benachbarter Resonanzspannungen bei $V \lesssim 0$

$$\Delta V_1 \equiv V_{i+1} - V_i = 25 \text{ mV}$$

Dieser Abstand ändert sich zwischen 0 und -200 mV nur um ca. 10%. Das Ergebnis steht soweit in größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit dem mittleren Peakabstand in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von p-GaAs $8aIII\gamma$ (ca. 5 mV). Die Übereinstimmung könnte durch die Annahme mehrerer verschiedener Akzeptorniveaus noch verbessert werden.

Resonantes Tunneln durch tiefe Störstellen des Halbleiters könnte daher in einer idealen S.B. zu einer Struktur in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven führen, die der Zusatzstruktur in GaAs-S.K. ähnlich ist; bei einer realen S.B. jedoch kommt dieser Tunnelmechanismus zur Erklärung der Zusatzstruktur nicht in Betracht. Der Grund liegt in der starken Abhängigkeit der Resonanzspannung V_i von der Raumladungsdichte q_0 . Eine Änderung der Halbleiterdotierung und damit von q_0

um nur 0,5% ändert die Resonanzspannungen bei $V \leq 0$ schon um 5 mV, d.h. um den experimentellen Peakabstand. Da die Variation der Dotterung in der Barriere einer realen S.B. senkrecht zur Tunnelrichtung sicher größer als 0,5% ist (bei einer Metall-Halbleiter-Grenzfläche von ca. 10^{-4} cm^2), muß man bei einer realen S.B. eine kontinuierliche Verteilung der Resonanzspannungen auf der Spannungsachse erwarten. Das bedeutet aber, daß die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven keine Struktur aufgrund des resonanten Tunnelns durch Störstellen haben.

V Konsequenzen der Ergebnisse

Wie in der Einleitung zu dieser Arbeit erwähnt ist, stört die Zusatzstruktur in den $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs-S.K. die Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen tunnelnden und an tiefen Störstellen gebundenen Ladungsträgern. Es besteht daher der Wunsch, die Ursache der Zusatzstruktur zu beseitigen. Dies ist jedoch, wenn die in Abschnitt IV 4 vorgeschlagene Interpretation der Zusatzstruktur durch inelastische Effekte mit den Halbleiterphononen richtig ist, nur durch Beschränkung auf Halbleiter mit möglichst kleiner Elektron-Phonon-Wechselwirkung möglich. Zukünftige Bemühungen, Tunnelspektroskopie an tiefen Störstellen zu betreiben, müssen sich daher auf solche Halbleitermaterialien beschränken.

Die oben genannte Interpretation der Zusatzstruktur in den Tunnelstrom-Charakteristiken ist jedoch nicht eindeutig.

Alternativ zu der vorgeschlagenen Interpretation kommen Wechselwirkungen mit Molekülschwingungen (Abschn.IV 5) oder lokalisierten Zuständen in der Barriere (Abschn.IV 6) als Ursache für die Struktur in Betracht; bei GaAs zusätzlich noch Wechselwirkungen mit den Phononen des Metallkontaktes (Abschn.IV 4).

Die Gründe für diese Unsicherheit in der Interpretation sind zum Teil experimenteller Natur. Eine Interpretation durch Energievergleich z.B. wird dadurch behindert, daß die Spannungszuordnung für Strukturen in der Tunnelstrom-Charakteristik mit Fehlern behaftet ist (Abschn.II 2.5). Soweit diese auf Ablesefehlern beruhen, lassen sie sich durch den Einsatz eines Digitalvoltmeters anstelle des von mir verwendeten Keithley Elektrometers beseitigen. Die Eliminierung des Störeinflusses von Serienwiderständen ist jedoch exakt vermutlich nur mit dem aufwendigen, in Abschnitt II 2.5 unter d beschriebenen Verfahren möglich.

Ein großes Hindernis bei dem Versuch, eine vorgeschlagene Interpretation zu erhärten, stellt auch die mangelhafte Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse dar (s.S. 20 und 30). Dadurch wird es sehr schwer, Abhängigkeiten der Ergebnisse von bewußt variierten Parametern zu messen. Ein Beispiel ist auf Seite 49 erwähnt. Der Grund für die mangelhafte Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse liegt darin, daß ein Teil der die Barriere charakterisierenden Parameter bei der Herstellung des Schottky-Kontaktes nicht gezielt eingestellt werden kann. Dies läßt sich durch Vervollkommnung

der Herstellungstechniken vermutlich teilweise ändern. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß auch unvermeidbar statistisch variierende Parameter, wie die genaue Lage der Störstellenatome in der Barriere, die exakte Reproduzierbarkeit von Tunnelmessungen verhindern.

Die Messungen an CdS sind besser reproduziert als die an GaAs. Das läßt hoffen, daß zukünftige Messungen an CdS-Schottky-Barrieren mit verschiedenen Orientierungen eindeutige Ergebnisse über die Abhängigkeit der Tunnelstrom-Charakteristik von der Tunnelrichtung liefern werden. Das Studium dieser Abhängigkeit ist aus zweierlei Gründen interessant. Zum ersten kann durch einen Vergleich mit der Richtungsabhängigkeit der Phononenzustandsdichte $\tilde{g}_{\text{Phonon}}(\text{eV})$ (Def. auf S.38) die in dieser Arbeit vorgeschlagene Interpretation der experimentellen Ergebnisse an CdS-Schottky-Barrieren getestet werden. Zweitens würde eine Bestätigung der Interpretation die Möglichkeit eröffnen, durch Tunnelspektroskopie die Phononenzustandsdichten $\tilde{g}_{\text{Phonon}}(\text{eV})$ entlang beliebiger Richtungen auszumessen. Diese Zustandsdichten enthalten bedeutend mehr Information über die Phononen als die übliche Gesamtzustandsdichte $\rho_{\text{Phonon}}(\text{eV})$ oder gar die durch optische Messungen nur zugänglichen Phononenenergien am Γ -Punkt der Brillouin-Zone.

Literaturverzeichnis

- 1 S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices,
John Wiley (1969), S.370
- 2 C.B. Duke, Tunneling in Solids, Academic Press (1969),
S.255-269 und S.282-290
- 3a C.B. Duke et al., Phys.Rev. 181 733 (1969)
b C.B. Duke, Phys.Rev. 186 588 (1969)
- 4a D.C. Tsui, Phys.Rev.Letters 22 293 (1969)
b D.C. Tsui et al., Phys.Rev. 186 590 (1969)
- 5 W.A. Thompson et al., Bull.Amer.Phys.Soc. 15 156 E3 (1970)
- 6 D.E. Cullen et al., Phys.Rev. B2 3157 (1970)
- 7 D.L. Losee et al., Phys.Rev. 187 925 (1969)
- 8 F. Steinrisser et al., Phys.Rev. 176 912 (1968)
- 9 J.G. Adler et al., Rev.Sci.Instrum. 37 1049 (1966)
- 10 H. Vogel et al., Z.Angew.Phys. 27 277 (1969)
- 11 M. Mikkor et al., Phys.Rev. B2 1875 (1970)
- 12 P. Thomas et al., Phys.Rev. 175 983 (1968)
- 13 P. Guetin et al., Solid State Commun. 8 291 (1970)
- 14 L.C. Davis et al., Phys.Rev. 184 764 (1969)
- 15 J.W. Conley et al., Phys.Rev. 150 466 (1966)
- 16 J.W. Conley et al., Phys.Rev. 161 681 (1967)
- 17 J.A. Appelbaum et al., Phys.Rev. B2 907 (1970)
- 18 J.G. Adler et al., Phys.Rev.Letters 27 185 (1971)
- 19 G.G. Kleiman, Thesis, University of Illinois, Urbana (1971)
- 20 J.A. Appelbaum et al., Phys.Rev. 186 464 (1969)
- 21 A.D. Brailsford et al., Phys.Rev. B2 1708 (1970)
- 22 A.J. Bennett et al., Phys.Rev. 176 969 (1968)
- 23 L.C. Davis et al., Solid State Commun. 6 193 (1968)

- 24 C.B. Duke et al., Phys.Rev. B2 1270 (1970)
- 25 H.J. Deuling, Phys.Rev. B1 1644 (1970)
- 26 L.C. Davis, Phys.Rev. B2 4943 (1970)
- 27 M.A. Nusimovici et al., Phys.Rev. B1 595 (1970)
- 28 M.A. Nusimovici et al., Phys.Rev. B1 603 (1970)
- 29 Landolt Börnstein, Phys.Chem.Tab. 5.Aufl. HWII 1630 (1923)
- 30 H. Borik, Dissertation, J.W.Goethe Universität, Frankfurt
(1968)
- 31 O.G. Lorimer et al., J.Appl.Phys. 37 3687 (1966)
- 32 K.W. Johnson et al., Phys.Rev. B3 1244 (1971)
- 33 D.C. Tsui, Phys.Rev.Letters 21 994 (1968)
- 34 L. Esaki et al., Phys.Rev. 167 637 (1968)
- 35 L.B. Schein et al., Appl.Phys.Letters 17 236 (1970)
- 36 L.C. Davis et al., Phys.Rev. B1 614 (1970)
- 37 D.C. Tsui, Bull.Amer.Phys.Soc. 15 379 KB5 (1970)
- 38 J.M. Rowell et al., Phys.Rev. 180 658 (1969)
- 39 Z. Kam et al., Phys.Rev. 175 1156 (1968)
- 40 J. Lambe et al., Phys.Rev. 165 821 (1968)
- 41 W.A. Thompson et al., Phys.Rev.Letters 20 1085 (1968)
- 42 T. Carruthers, Appl.Phys.Letters 18 35 (1971)
- 43 B. Tell et al., Phys.Rev. 144 771 (1966)
- 44 A. Mooradian et al., Solid State Commun. 4 431 (1966)
- 45 A. Laugier, Phys.Status Solidi (a) 2 299 (1970)
- 46 M. Blätte, Dissertation, J.W.Goethe Universität, Frankfurt
(1970)
- 47 D.J. Scalapino et al., Phys.Rev.Letters 18 459 (1967)

Tabellenverzeichnis

- Tab. 1 Materialdaten der Halbleiter
- Tab. 2 Herstellungsdaten der Schottky-Kontakte
- Tab. 3 Strukturstärke S von p-GaAs-S.K. bei $V > 0$ und $V < 0$
- Tab. 4 Strukturstärke S von CdS-S.K. bei $V > 0$ und $V < 0$
- Tab. 5 Maxima der Phononenzustandsdichte $\tilde{\rho}$ (1/eV) in CdS
- Tab. 6 Spannungsfehler durch Serienwiderstände

Materialdaten der Halbleiter

Bei der Probenbezeichnung geben die Elementsymbole zusammen mit der ersten Zahl das Ausgangsmaterial an. In der Tabelle sind einige Daten der Ausgangsmaterialien nach Angaben der Hersteller aufgeführt.

Proben- name	Hersteller	Dotierung [cm ⁻³]	Beweglich- keit [cm ² V ⁻¹ sec ⁻¹]	Versetzungs- dichte [cm ⁻²]
GaAs 8...	Wacker	6,6 - 9,7x10 ¹⁸ (p-typ, Zn)	88 - 65	—
GaAs 9...	Wacker	5,4 - 6,3x10 ¹⁸ (p-typ, Zn)	100 - 90	200.000
GaAs 10...	Wacker	1,2 - 1,4x10 ¹⁸ (p-typ, Zn)	150 - 160	200.000
GaAs 4...	Wacker	2,8 - 3,1x10 ¹⁸ (n-typ, Te)	2570 - 2550	—
CdS 3...	x)	≈ 10 ¹⁹ (n-typ, In)	—	—
CdS 7...	Gould Inc. Cleveland, U.S.A.	≈ 10 ¹⁸ (n-typ, In)	—	—

x) Dieser Kristall wurde mir freundlicherweise von Herrn L.R. Shiozawa, Clevite Corporation, U.S.A., zur Verfügung gestellt.

Herstellungsdaten der Schottky-Kontakte

Probenname	Ohmsche Kontakte	Orientierung der Spaltfläche	Kontaktmetall	Temperdaten	Diffusionsdaten	$R(V=0; 4, 2^{\circ}K)$ [Ω]
p-GaAs 8aI α	In(Zn), einlegiert	(110)	Sn	—	Cu; 3h, 1000 $^{\circ}C$	16 000
p-GaAs 8aI β	"	"	"	—	Cu; 3h, 1000 $^{\circ}C$	1 600
p-GaAs 8aII α	"	"	"	—	Cu; 3h, 800 $^{\circ}C$	9,3
p-GaAs 8aIII α	"	"	"	3h, 1000 $^{\circ}C$	—	73 000
p-GaAs 8aIII γ	"	"	"	3h, 1000 $^{\circ}C$	—	23 000
p-GaAs 8aIV γ	"	"	"	—	Cu; 3h, 1000 $^{\circ}C$	140
p-GaAs 8bII α	"	"	"	3h, 800 $^{\circ}C$	—	35
p-GaAs 8bIII α	"	"	"	3h, 900 $^{\circ}C$	—	11
p-GaAs 8bIII γ ^{xx)}	"	"	"	3h, 900 $^{\circ}C$	—	31
p-GaAs 8cI α	"	"	"	13h, 1000 $^{\circ}C$	—	42

x) ohne Nullpunktanomalie

xx) mit Pumpenölmolekülen

Herstellung der Schottky-Kontakte, Forts.

Probenname	Ohmsche Kontakte	Orientierung der Spaltfläche	Kontaktmetall	Temperdaten	Diffusionsdaten	$R(V=0; 4, 2^{\circ}K)^{x)}$ [Ω]
p-GaAs 9aIβ	In(Zn), einlegiert	(110)	Sn	—	—	1,9
p-GaAs 9aIIα	"	"	"	—	Cu; 3h, 1000°C	1,7
p-GaAs 9aIIIα	"	"	"	3h, 1000°C	—	12
p-GaAs 10aIβ	"	"	"	—	—	86 000
p-GaAs 10cIIβ ^{xx)}	"	"	"	—	—	32 000
n-GaAs 4Vb	Sn(Sb), einlegiert	"	"	—	Mn; 3h, 900°C	100
CdS 3eI8	In aufgedampft	(0001)	Au	—	—	42
CdS 3eI7	"	"	"	—	—	60
CdS 3eI9	"	"	"	—	—	46
CdS 9IV	"	"	"	—	—	1 200
CdS 7aI	"	"	Ag	—	—	2 000

x) ohne Nullpunktsanomalie xx) in einer UHV-Anlage hergestellt

Strukturstärke S von p-GaAs-S.K. bei $V > 0$ und $V < 0$

(Definition von S in Gl.12 auf S.22; Berechnung von S nach Gl.24 auf S.25)

Prüben- name	$S(\approx +60mV)$ [V ⁻¹]	$S(\approx -60mV)$ [V ⁻¹]	$\frac{S(\approx -60mV)}{S(\approx +60mV)}$	$S(\approx +150mV)$ [V ⁻¹]	$S(\approx -150mV)$ [V ⁻¹]	$\frac{S(\approx -150mV)}{S(\approx +150mV)}$	$R(V=0; 4,2^{\circ}K)$ [Ω]	x)
GaAs 8aIβ	8×10^{-1}	8×10^0	10:1	—	—	—	1 600	
GaAs 8aIIα	$5,6 \times 10^{-2}$	$1,8 \times 10^{-1}$	3,2:1	—	—	—	9,3	
GaAs 8aIIIIγ (Normspektrum)	$1,6 \times 10^0$	$1,6 \times 10^1$	10:1	$\leq 6 \times 10^{-1}$	$1,4 \times 10^1$	$\geq 23:1$	23 000	
GaAs 8aIVγ	—	—	—	$< 7 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^0$	$> 20:1$	140	
GaAs 8bIIα	$< 1,4 \times 10^{-1}$	4×10^{-1}	$> 2,9:1$	$\ll 7 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^{-1}$	$\gg 1,7:1$	35	
GaAs 8bIIIα	$4,8 \times 10^{-2}$	2×10^{-1}	4,1:1	—	—	—	11	
GaAs 9aIIIX	2×10^{-1}	3×10^{-1}	1,5:1	—	—	—	12	

x) ohne Nullpunktsanomalie

Strukturstärke S von CdS-S.K. bei $V > 0$ und $V < 0$

(Definition von S in Gl.12 auf S.22; Berechnung von S nach Gl.21 auf S.25; der Untergrund $V_{2\omega}^0$ in Gl.21 wurde geschätzt.)

Proben- name	$S(\approx -25\text{mV})$ [V ⁻¹]	$S(\approx +25\text{mV})$ [V ⁻¹]	$\frac{S(\approx -25\text{mV})}{S(\approx +25\text{mV})}$	$R(V=0; 4,2^\circ\text{K})^{\text{x})}$ [Ω]
CdS 3e13	$2,4 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$	1,1 : 1	1,1
CdS 3e17	$7,0 \times 10^{-1}$	$5,2 \times 10^{-1}$	1,4 : 1	55
CdS 3e18	$3,8 \times 10^{-1}$	$6,4 \times 10^{-1}$	1 : 1,7	42
CdS 3e19	$5,0 \times 10^{-1}$	$3,4 \times 10^{-1}$	1,5 : 1	46
CdS 7a1	$2,4 \times 10^0$	$3,2 \times 10^0$	1,4 : 1	$\approx 1\ 800$
CdS 9IV	$1,9 \times 10^0$	?	?	$\approx 1\ 250$

^{x)} ohne Nullpunktsanomalie

Maxima der Phononenzustandsdichte $\tilde{g}$ (eV) in CdS

(Definition von $\tilde{g}$ (eV) auf S.40; Berechnung gemäß S.41)

Energie [meV]	Energie [cm ⁻¹]	Phononen- symmetrie
4,5	35	A ₃ , Δ ₆
5	42	Γ ₆
13	104	A ₁
21	169	Γ ₄
26	208	Γ ₄
28	225	T ₁ , Σ ₁
29,5	238	Γ ₅
30,5	246	A ₃
32	256	Γ ₆
33	264	A ₁
37	300	Γ ₁

Spannungsfehler durch Serienwiderstände

Proben- name	Relativer Fehler [%]	Spannungsbereich [mV]	Methode zur Abschätzung des Serien- widerstandes	x)
GaAs 8aIII γ	$< 0,1$	$-200 \leq V \leq +150$	a	
GaAs 8aI β	$< 0,25$	$-100 \leq V \leq 0$	a	
GaAs 8cI α	< 3	$-50 \leq V \leq 0$	a	
"	$< 5,5$	$0 \leq V \leq +50$	a	
GaAs 4Vb	< 5	$0 \leq V \leq +50$	c	
"	< 12	$+50 \leq V \leq +120$	c	
CdS 3e17	$< 2,5$	$-50 \leq V \leq 0$	c	
"	< 5	$0 \leq V \leq +50$	c	
CdS 3e18	$< 2,5$	$-50 \leq V \leq +50$	c	
CdS 3e19	< 10	$-50 \leq V \leq +50$	c	
CdS 7a1	$< 0,5$	$-50 \leq V \leq 0$	b	
"	$< 0,9$	$0 \leq V \leq +50$	b	
CdS 9IV	$< 0,5$	$-50 \leq V \leq 0$	b	
"	< 1	$0 \leq V \leq +50$	b	

x) Die Buchstaben beziehen sich auf die Bezeichnung auf S.15.

Abbildungsverzeichnis mit Erläuterungen

Abb. 1 Bandschema für eine Schottky-Barriere mit
n-typ-Halbleiter und Spannung $V = 0$

E_C : Leitungsbandkanten

E_V : Valenzbandkante

E_F : Fermienergie

E_B : Barrierenhöhe

Die schraffierten Bereiche sind mit freien
Ladungsträgern (Elektronen) besetzt.

Abb. 2 Schematische Skizze der Spaltvorrichtung

HL : Halbleiter (ohne Haltevorrichtung)

JS : Justierschlitten

S : Skalpell

H : Federhammer

R : Rückstellfeder

Sch: Justierschraube

Abb. 3 Skizze des elektrischen Anschlusses des
Schottky-Kontaktes mit der Dreipunktmethode

I : Stromquelle

V : hochohmiges Spannungsmeßgerät

R_T : Tunnelwiderstand der Schottky-Barriere

R_{Bi} : Bahnwiderstände im Halbleiter

$R_{\Omega i}$: Übergangswiderstände der ohmschen Kontakte

R_{Zi} : Zuleitungswiderstände

Abb. 4 Vergleich eigener Messungen an p-GaAs-S.K.
mit Messungen von Mikkor und Vassell

Die beiden Teilstücke der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve von GaAs 8cI α haben verschiedene Y-Maßstäbe und Y-Null. Die Kurve von Mikkor und Vassell ist dem Zitat [11] entnommen. Sie wurde an einer p-GaAs(Zn)-Al -S.B. gemessen. Aufgetragen ist nicht $\frac{d^2V}{dI^2}$, sondern $\frac{d^2V}{dI^2} \cdot \left(\frac{dV}{dI}\right)^{-2}$. Die mit LO gekennzeichneten Pfeile geben die Spannungswerte $eV = \pm E_{LO}(q=0; T=4,2^0K) = \pm 36,8 \text{ mV}$ an [44].

Abb. 5 $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 8aIII γ zwischen 0 mV
und -200 mV; Vergleich mit der Mehrphononen-
zustandsdichte $\sum g_n \cdot \alpha_n$ von GaAs und mit den
Absorptionsmaxima von Pumpenöl

Die verschiedenen Teile der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven haben unterschiedliche Y-Null und Y-Maßstäbe. Die auf der Spannungsachse stehenden Pfeile geben die Spannungsstellen $eV = E_{\max}$ an. Dabei bedeutet $E_{\max}$ die energetische Lage eines Absorptionsmaximums von Diffusionspumpenöl ($\downarrow$) bzw. Vorpumpenöl ($\uparrow$).

Abb. 6 $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 8aIII γ zwischen 0 mV
und +150 mV

Die verschiedenen Teile der Kurve haben unterschiedliche Y-Maßstäbe und Y-Null.

Abb. 7 Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 8aIII γ
und GaAs 8cI α zwischen -50 mV und +50 mV

Abb. 8 Strukturstärke S in Abhängigkeit vom Probenwiderstand R ($V=0$, $T=4,2^{\circ}\text{K}$)

Teil a zeigt die Stärke der LO-Struktur bei $V < 0$, Teil b die Stärke der größten Struktur zwischen -40 mV und -65 mV und Teil c die Stärke einer typischen Struktur bei ca. -130 mV. Die genaue Definition der Strukturstärke S ist in Gl.12 gegeben. Aus verschiedenen Ausgangsmaterialien hergestellte Proben sind mit unterschiedlichen Symbolen gekennzeichnet, und zwar GaAs 8 mit $\bullet$, GaAs 9 mit $\bigcirc$ und GaAs 10 mit $+$. Die mit "Öl" bzw. "UHV" bezeichneten Meßpunkte stammen respektive von Proben, die bewußt mit Pumpenöl verunreinigt bzw. in einer ölfreien UHV-Anlage hergestellt worden sind.

Abb. 9 $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 4Vb zwischen 0 mV und +120 mV

Die verschiedenen Kurventeile haben weder gleiche Y-Maßstäbe noch gleiche Y-Null.

Abb.10 Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von CdS 3el8 zwischen -70 mV und +90 mV mit Messungen von Losee und Wolf

Die Kurve von Losee und Wolf ist dem Zitat [7] entnommen und gibt Messungen an einer CdS-Au-S.B. wieder. Die mit LO gekennzeichneten Pfeile geben die Spannungsstellen

$$eV = \pm E_{LO} (q=0, T=77^{\circ}\text{K}) = \pm 37,8 \text{ mV} [43] \text{ an.}$$

Abb. 11 $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von CdS 3el7 für $V \geq 0$

Abb. 12 Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven verschiedener CdS-S.B.

Die Y-Null und der Y-Maßstab ist für alle Kurven verschieden. Bei den Kurven von Loose und Wolf [7] ist statt $\frac{d^2V}{dI^2}$ die Größe $-\frac{d^2I}{dV^2}$ aufgetragen.

Abb. 13 Vergleich der differentiellen Widerstände $\frac{dV}{dI}$ von CdS 3el8 und CdS 7al zwischen -100 mV und +100 mV

Abb. 14 Schematische Darstellung der durch den Selbst-energie-Effekt (S.E.) in $\frac{dI}{dV}$ und $\frac{d^2I}{dV^2}$ erzeugten Strukturen

Die mit LO bezeichneten Pfeile geben die Spannungswerte $eV = \pm E_{LO}$ an, wobei E_{LO} die Energie der dispersionslos angenommenen LO-Phononen ist.

Abb. 15 Schematische Darstellung der durch den Inelastischen Effekt (I.E.) erzeugten Strukturen in $\frac{d^2I}{dV^2}$

Teil a zeigt eine willkürlich angenommene Phononenzustandsdichte. Durch Ankopplung an diese Phononen entsteht nach B.D.S. [22] ein inelastischer Tunnelstrom, i , dessen zweite Ableitung in Teil b gezeigt ist.

Abb. 16 Zur Interpretation der Gesamtstruktur in CdS 3el7

Teil a zeigt die $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve von CdS 3el7 im Spannungsbereich zwischen 0 mV und -50 mV. Zum Vergleich sind in Teil b die Maxima der eingeschränkten Phononenzustandsdichte $\tilde{g}(1\text{eV})$ (Def. auf S.40) und in Teil c die volle Phononenzustandsdichte $g(1\text{eV})$ von CdS [27] gezeigt.

Abb. 17 Ausschnitt aus der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurve von GaAs 8aIII β bei -50 mV

Die punktierte Linie deutet die in dieser Arbeit vorgeschlagene Zerlegung der Gesamtstruktur an.

Abb. 18 Vergleich der $\frac{d^2V}{dI^2}$ -Kurven von GaAs 8III β und GaAs 8aI β im Bereich zwischen 0 mV und -100 mV

Die Y-Null und der Y-Maßstab sind für die verschiedenen Kurvenstücke verschieden.

Abb. 19 Bandschema einer Schottky-Barriere mit p-typ-Halbleiter und tiefen Akzeptoren

E_C : Leitungsbandkante

E_V : Valenzbandkante

E_F : Fermienergie

μ : Entartung des Halbleiters

E_A : Bindungsenergie der Akzeptoren

E_B : Barrierenhöhe

Es gilt $eV = E_F(\text{Halbleiter}) - E_F(\text{Metall})$

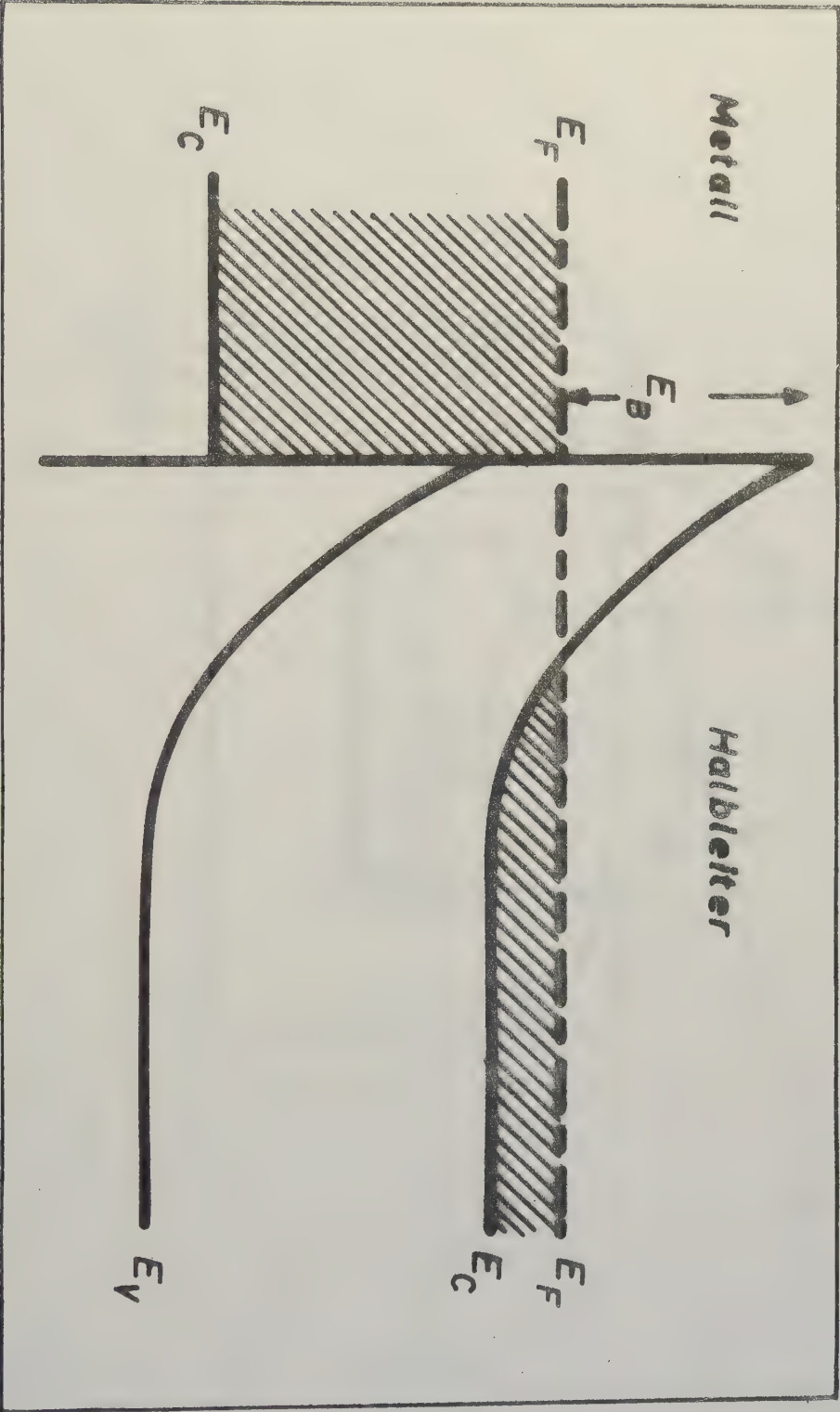


Abb. 1

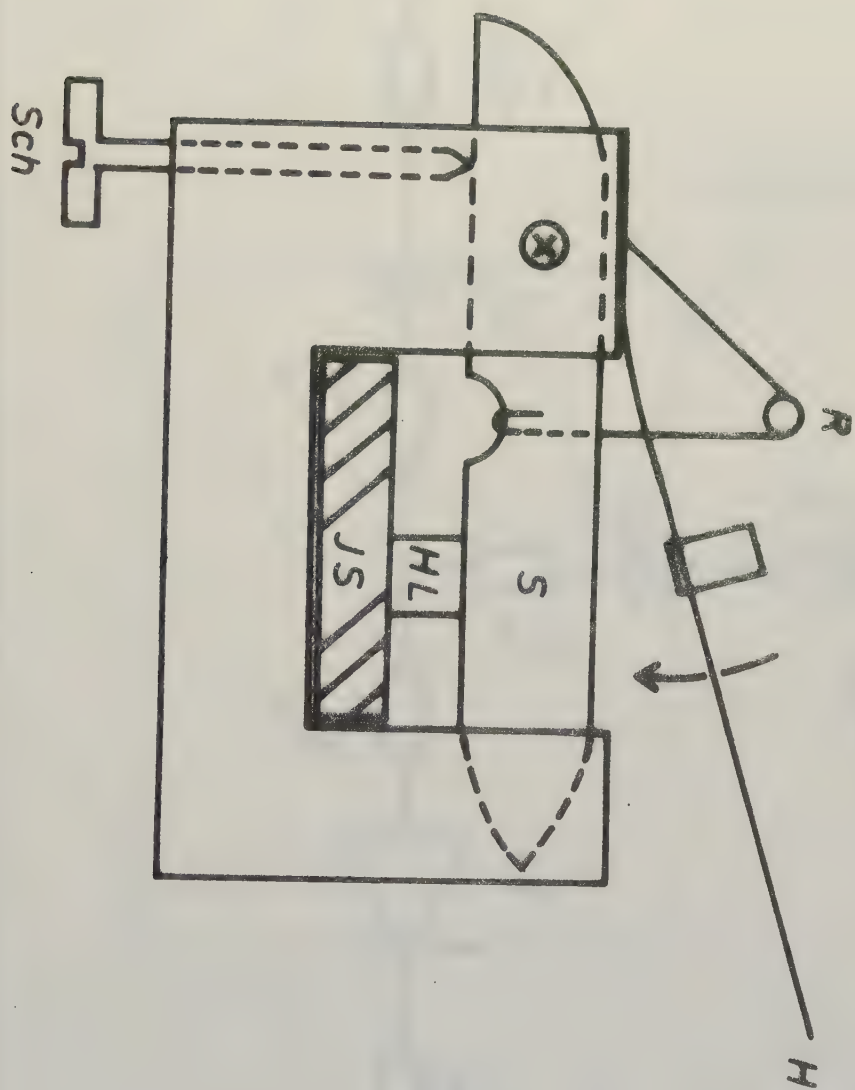


Abb. 2

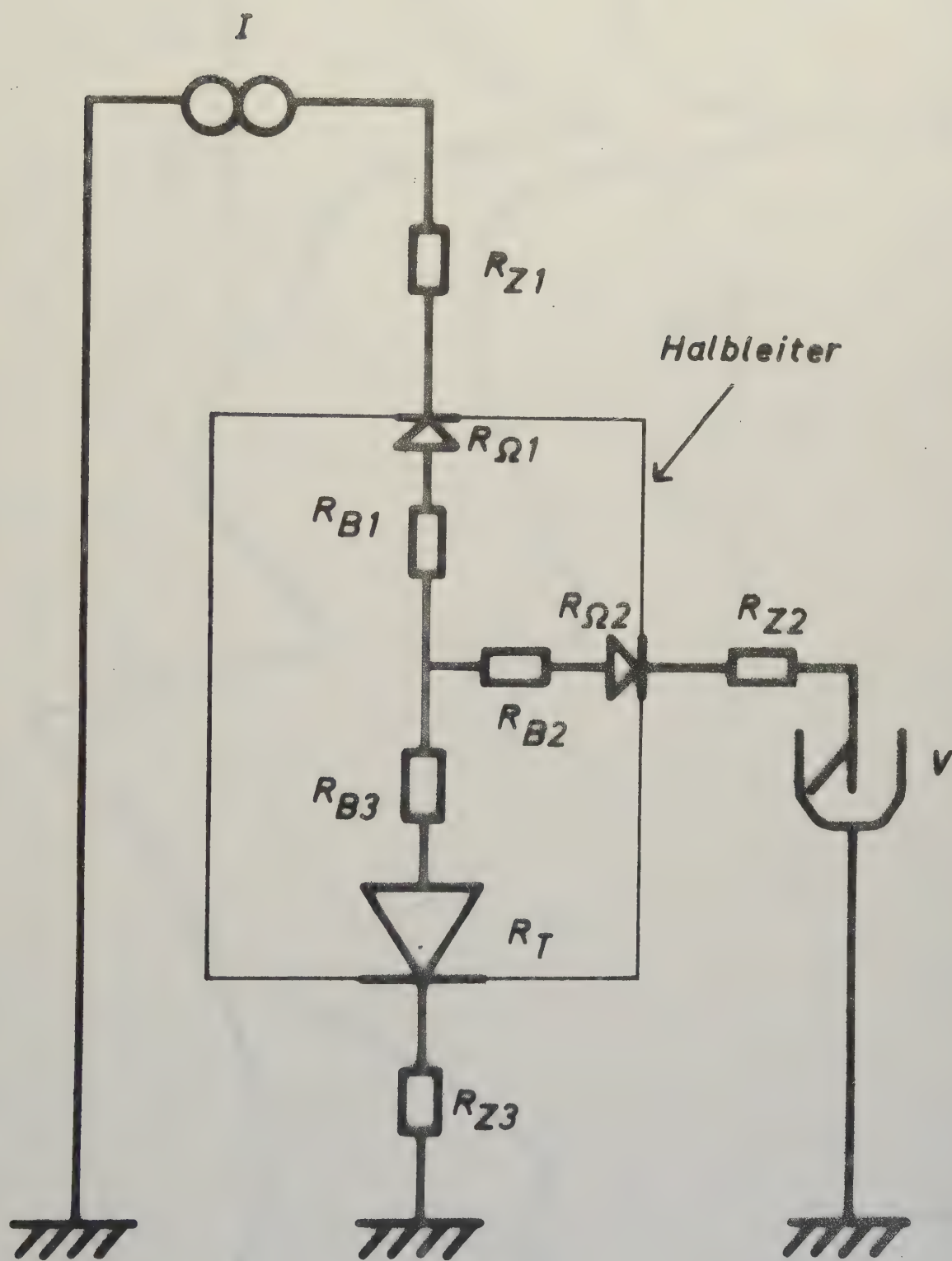


Abb. 3

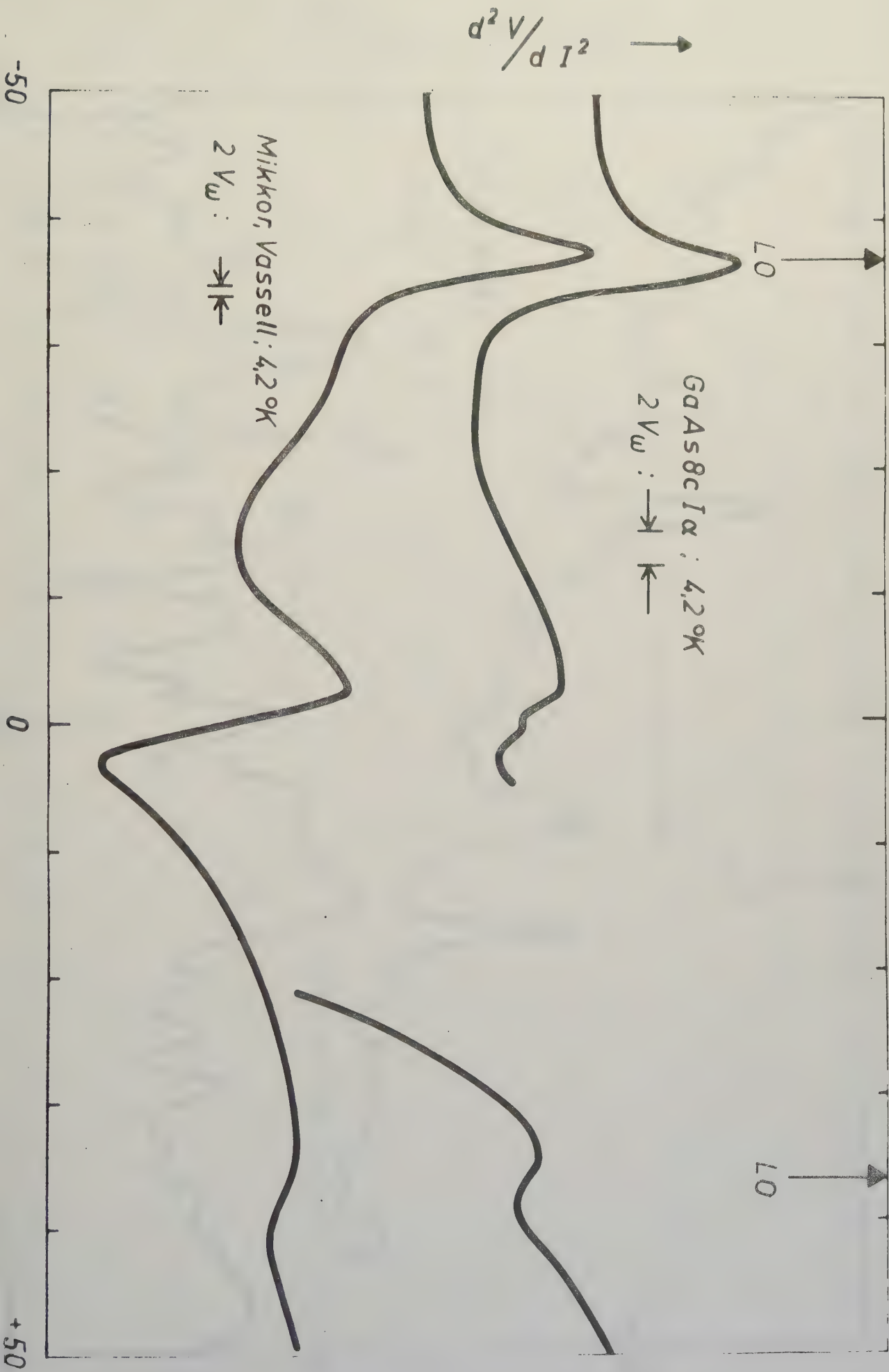


Abb. 4

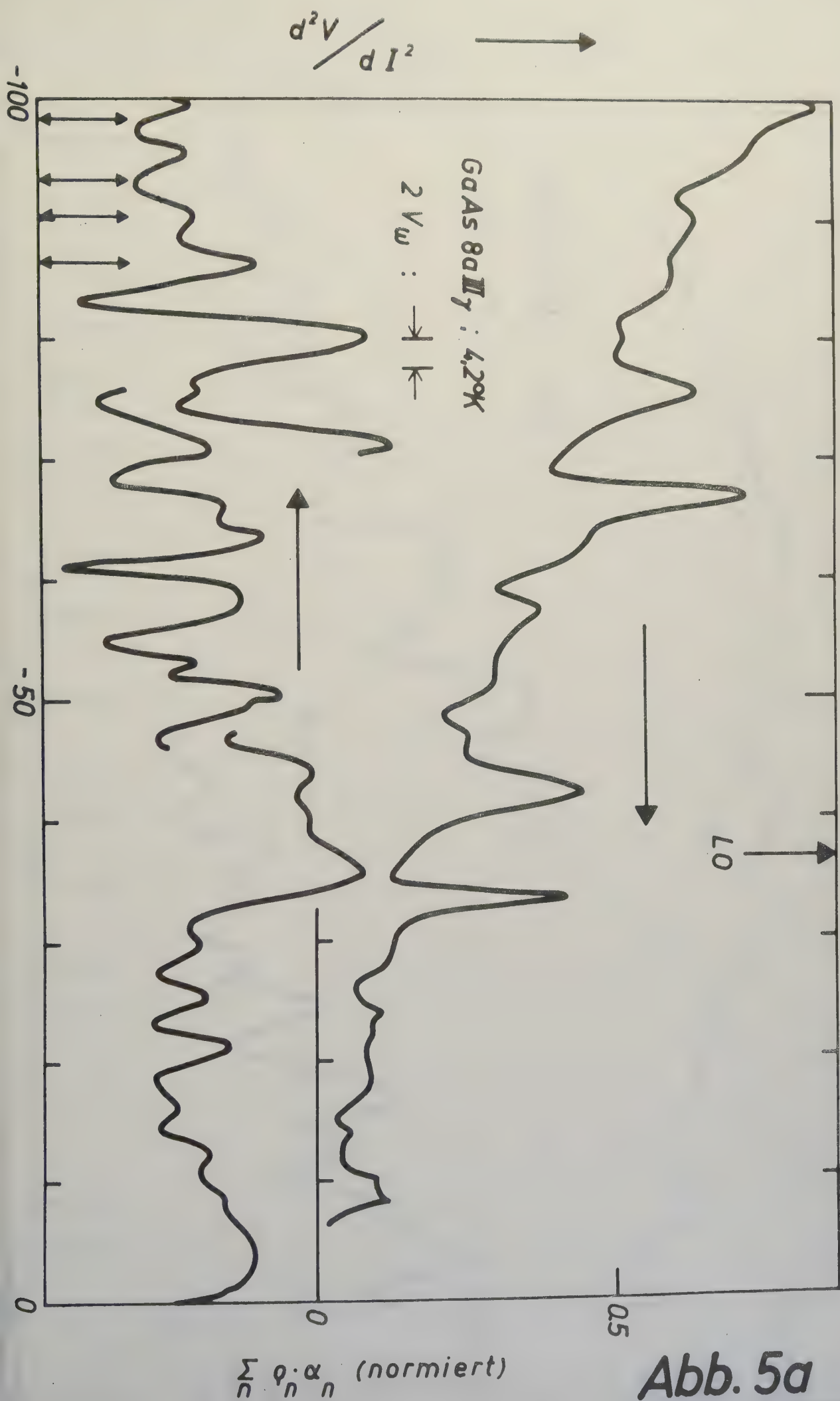


Abb. 5a

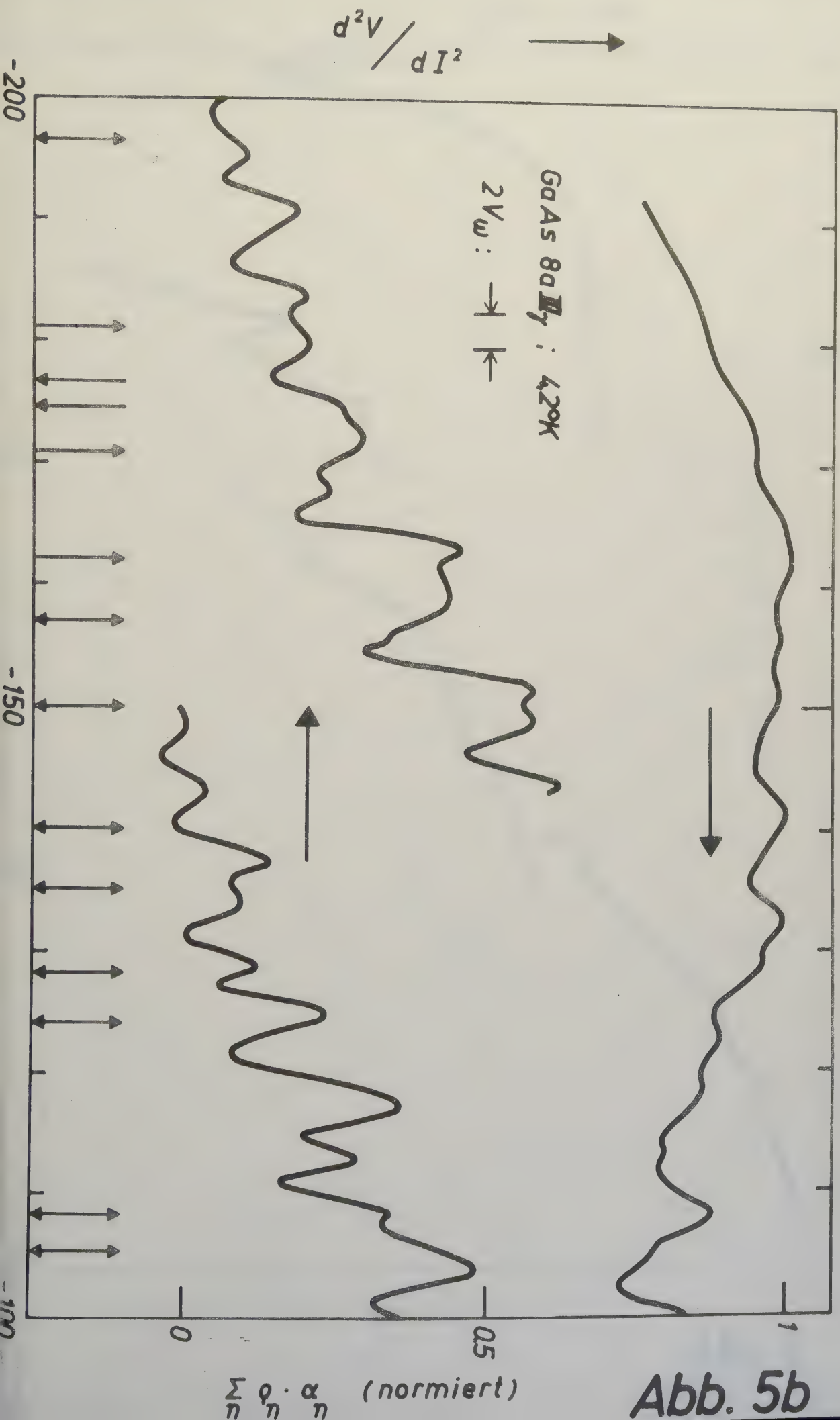


Abb. 5b

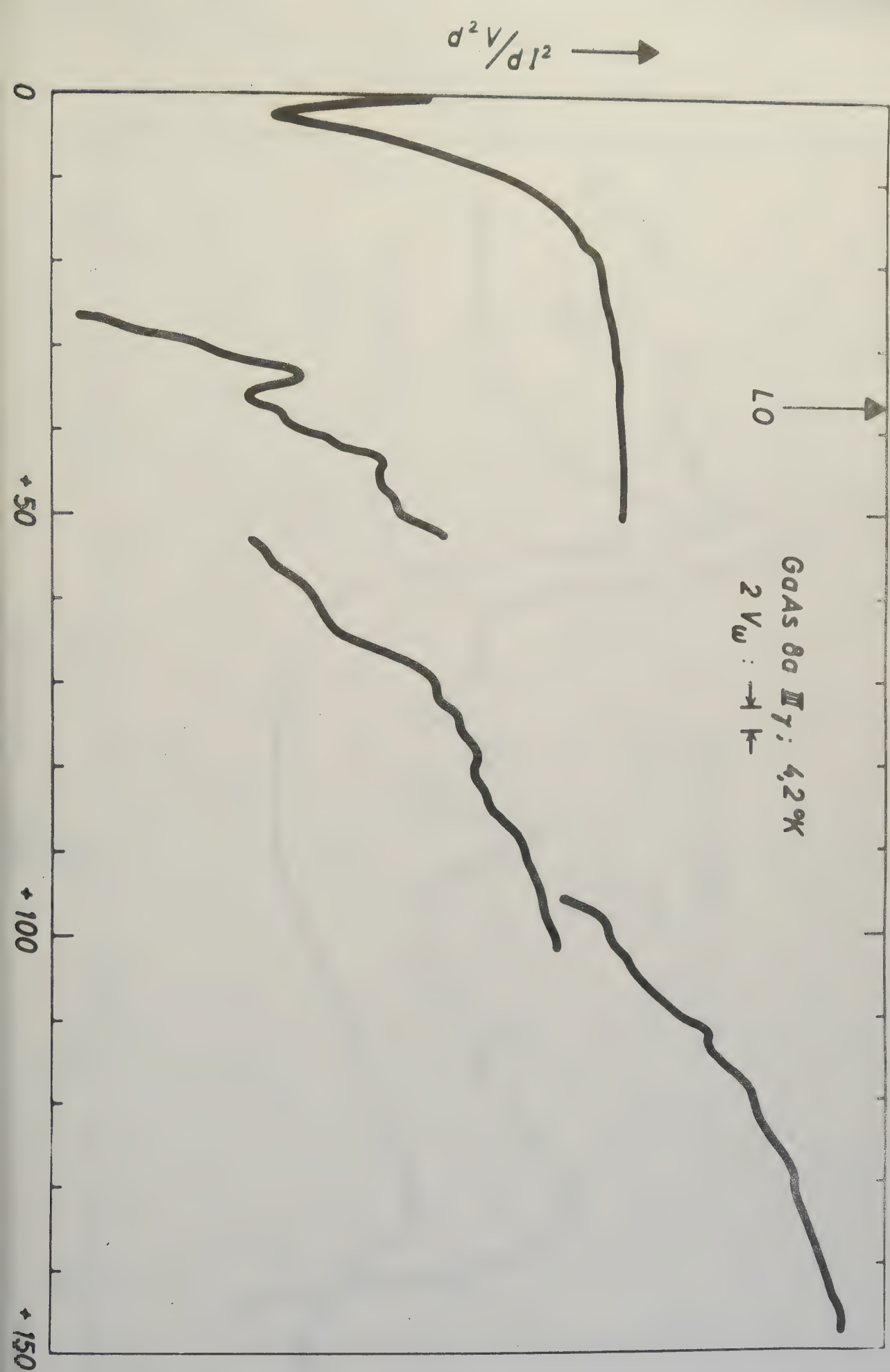


Abb. 6

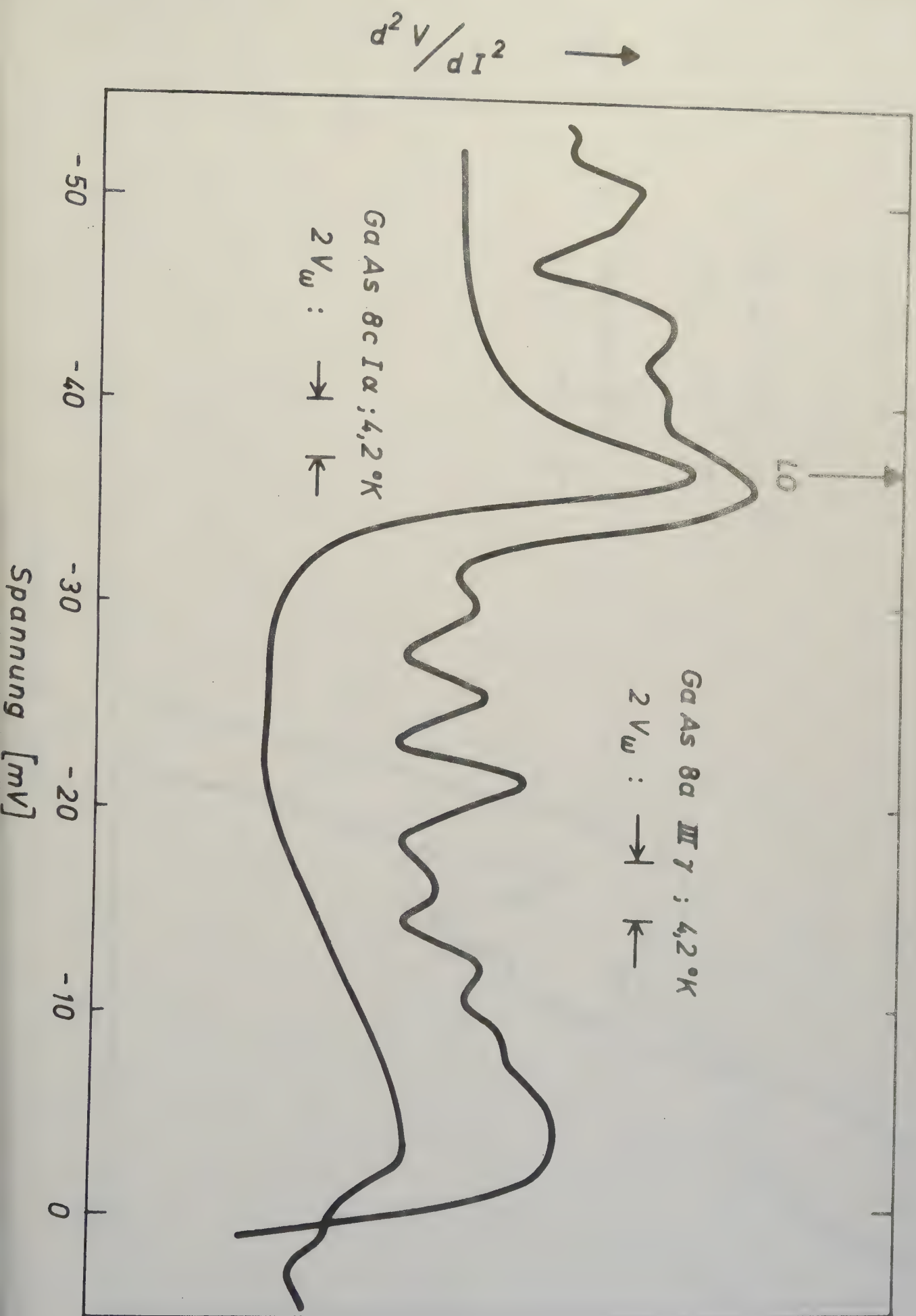


Abb. 7a

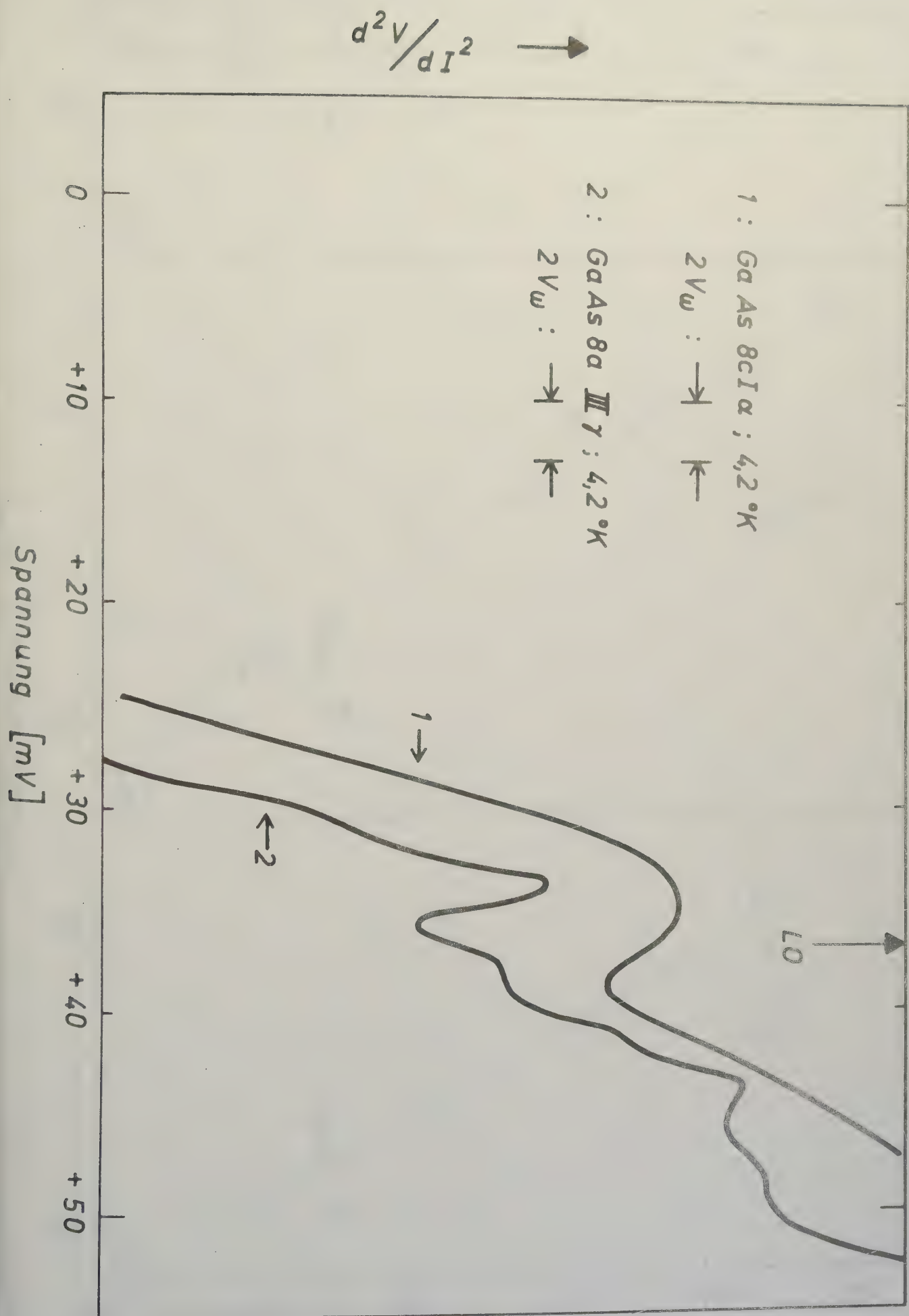


Abb. 7b

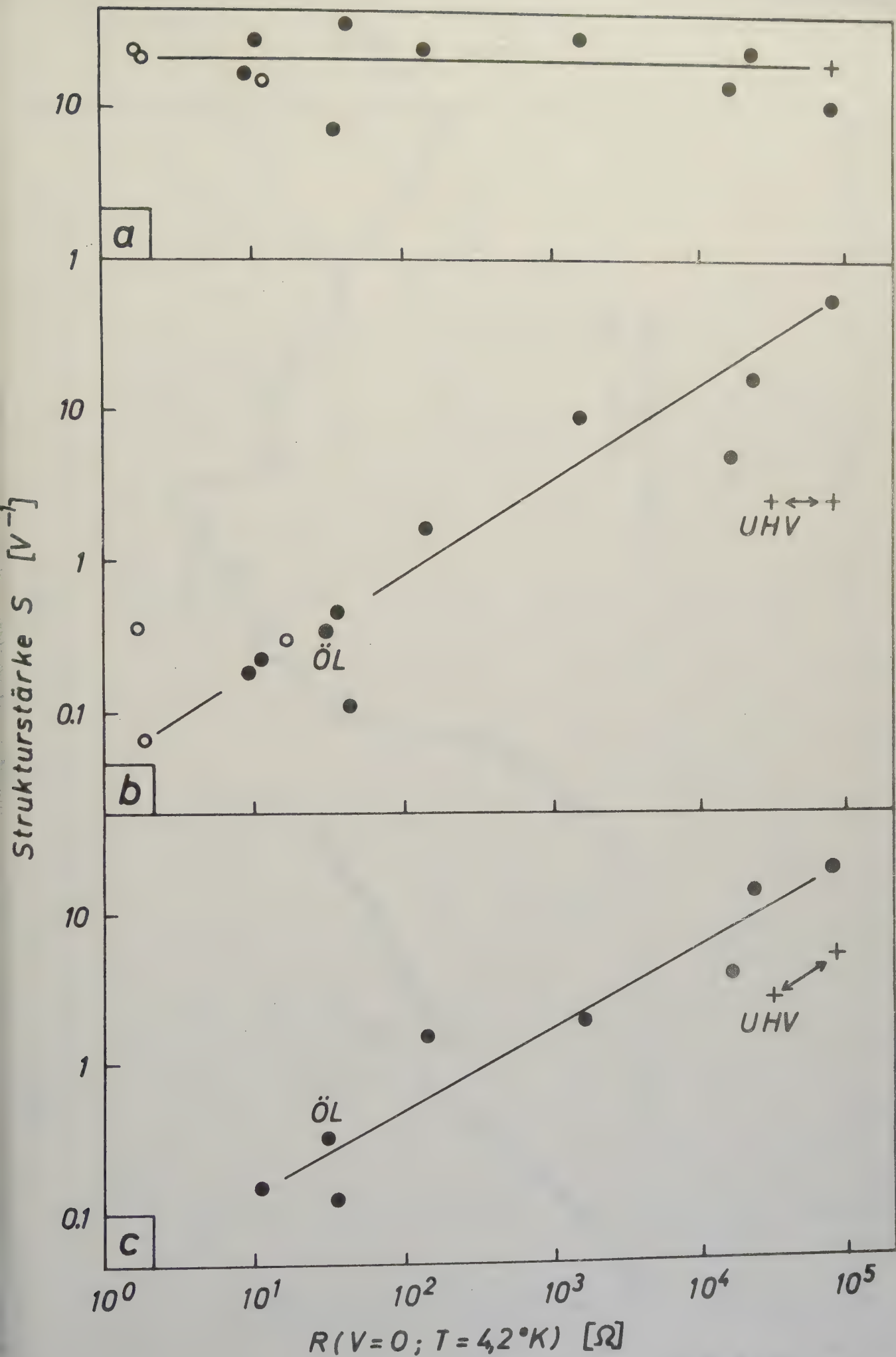


Abb. 8

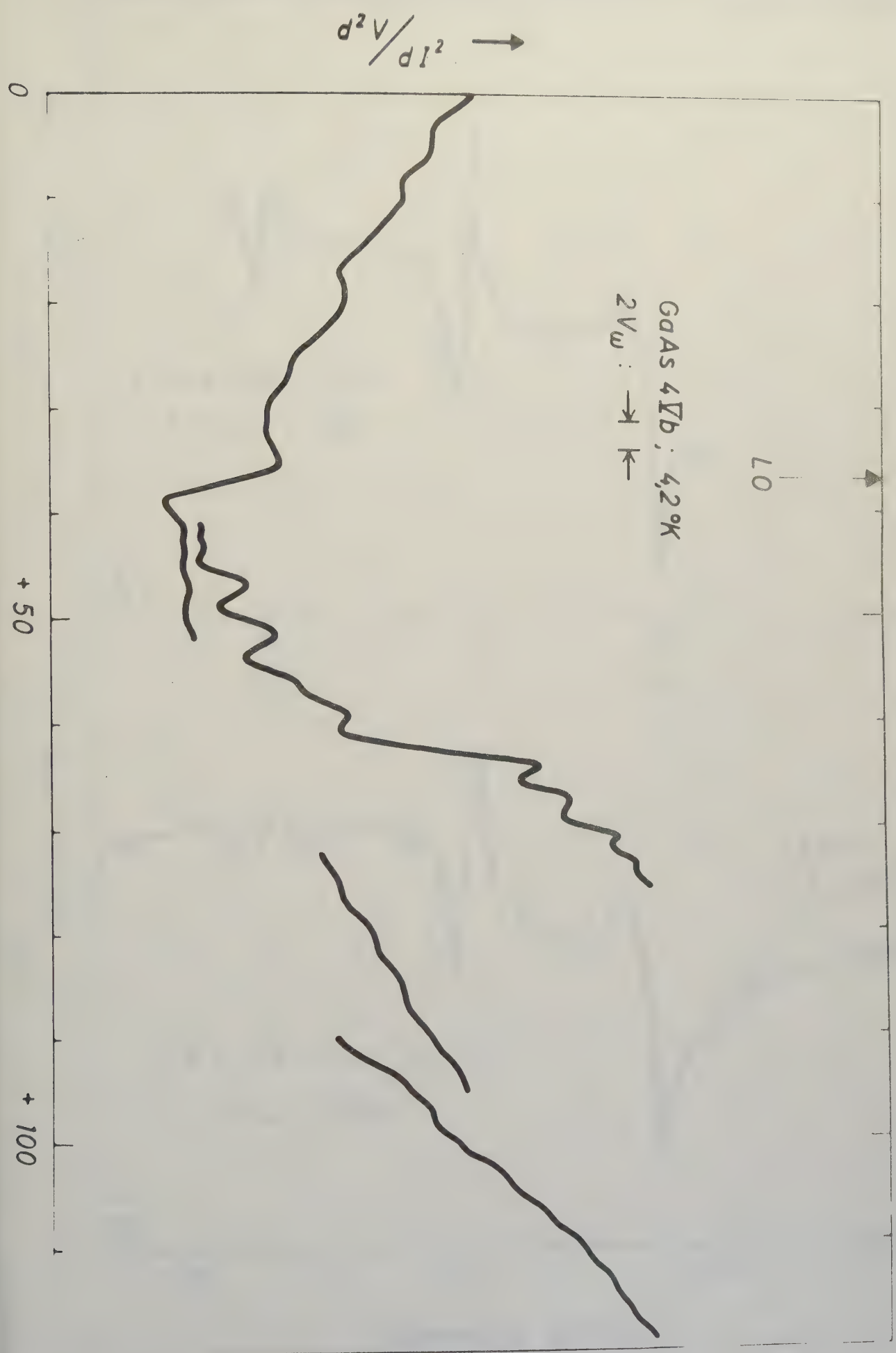


Abb. 9

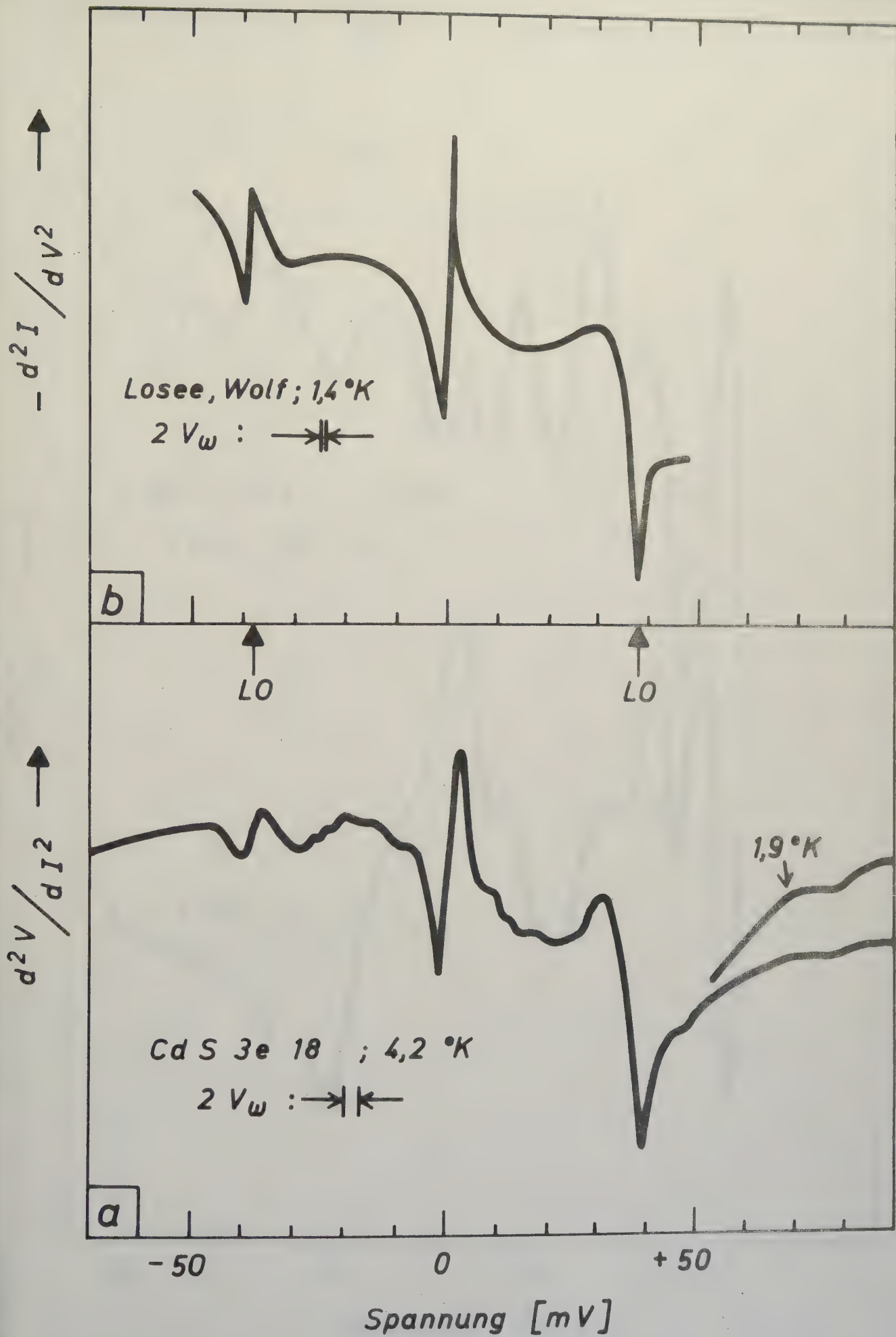


Abb. 10

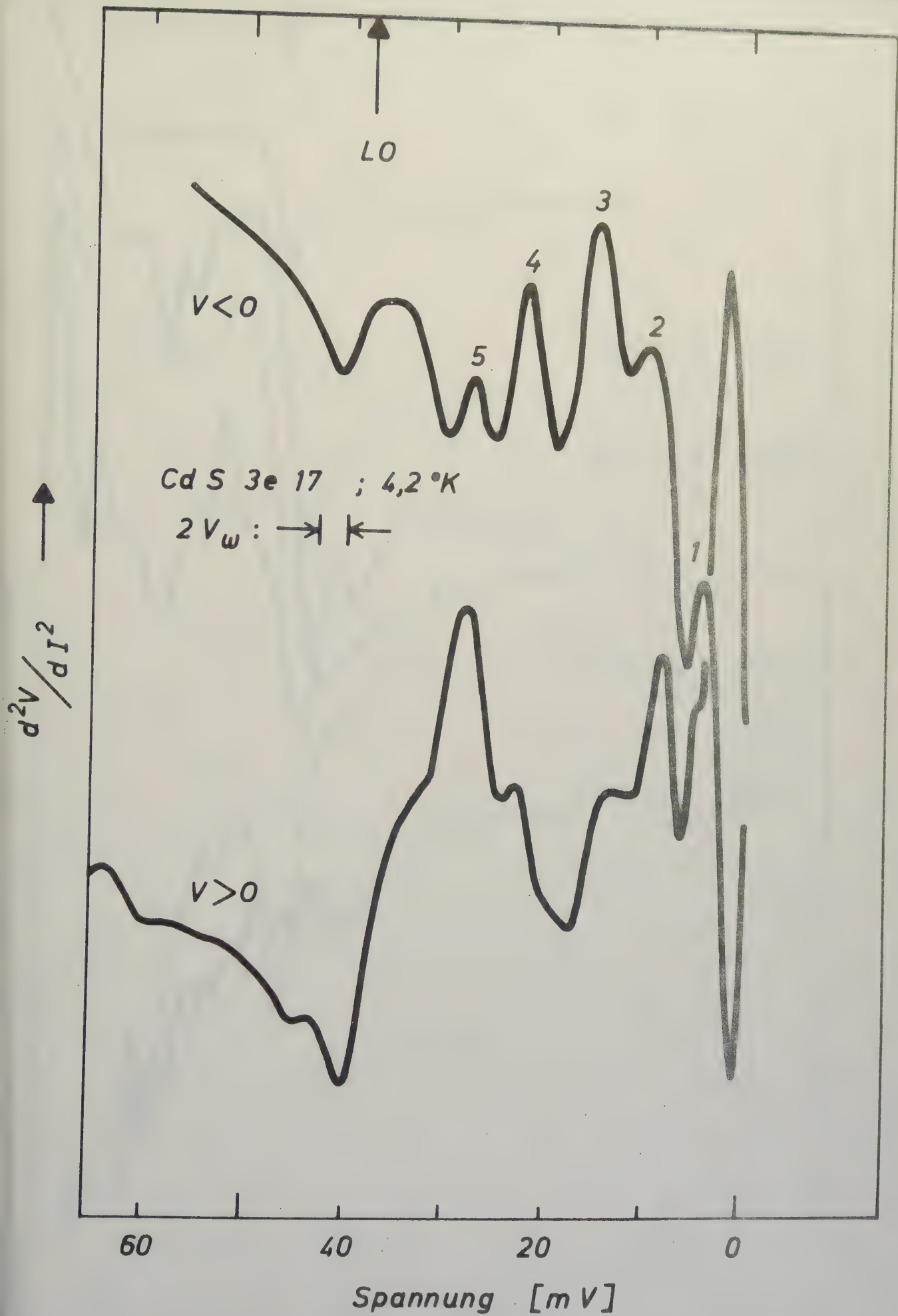


Abb. 11

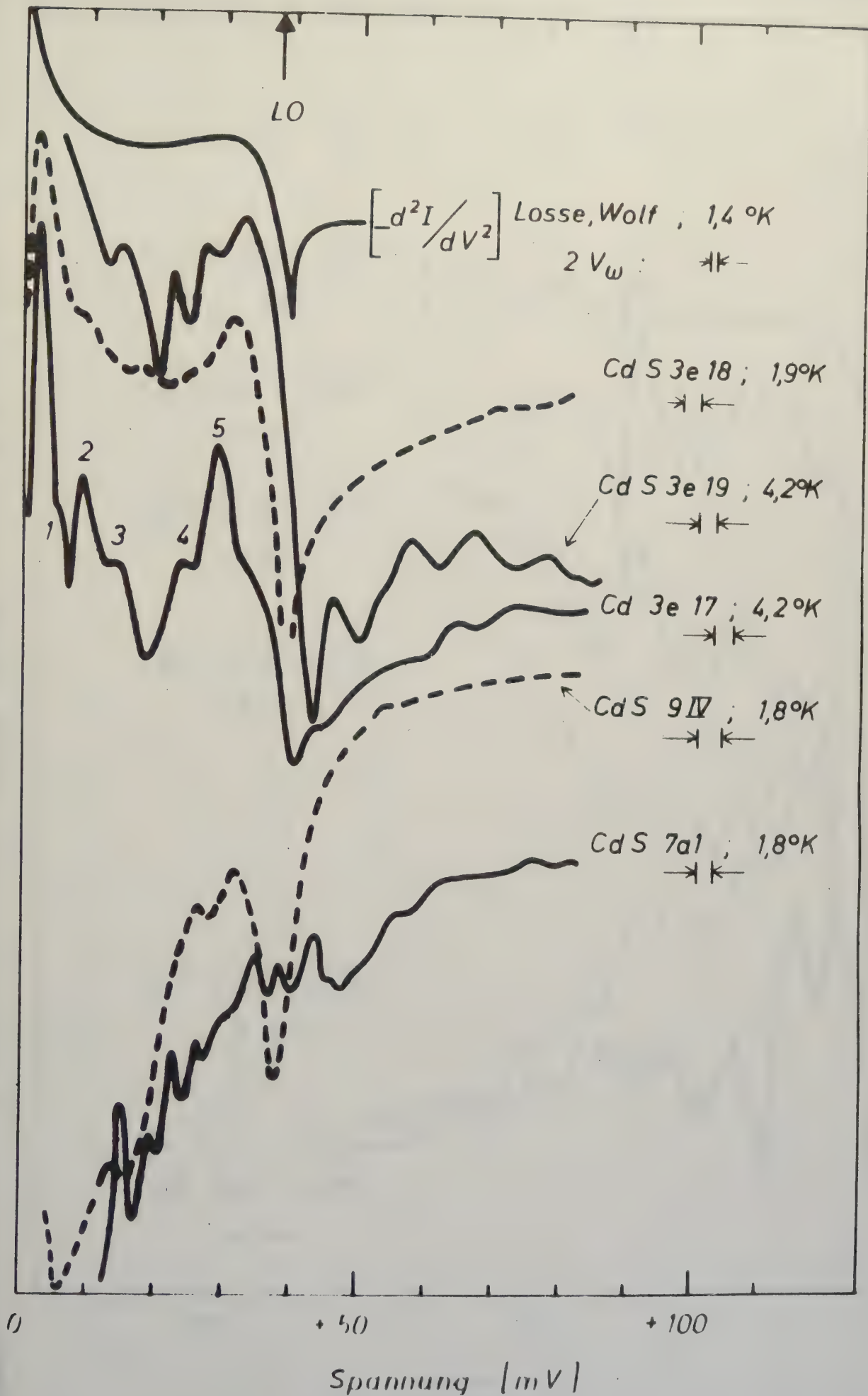


Abb. 12a

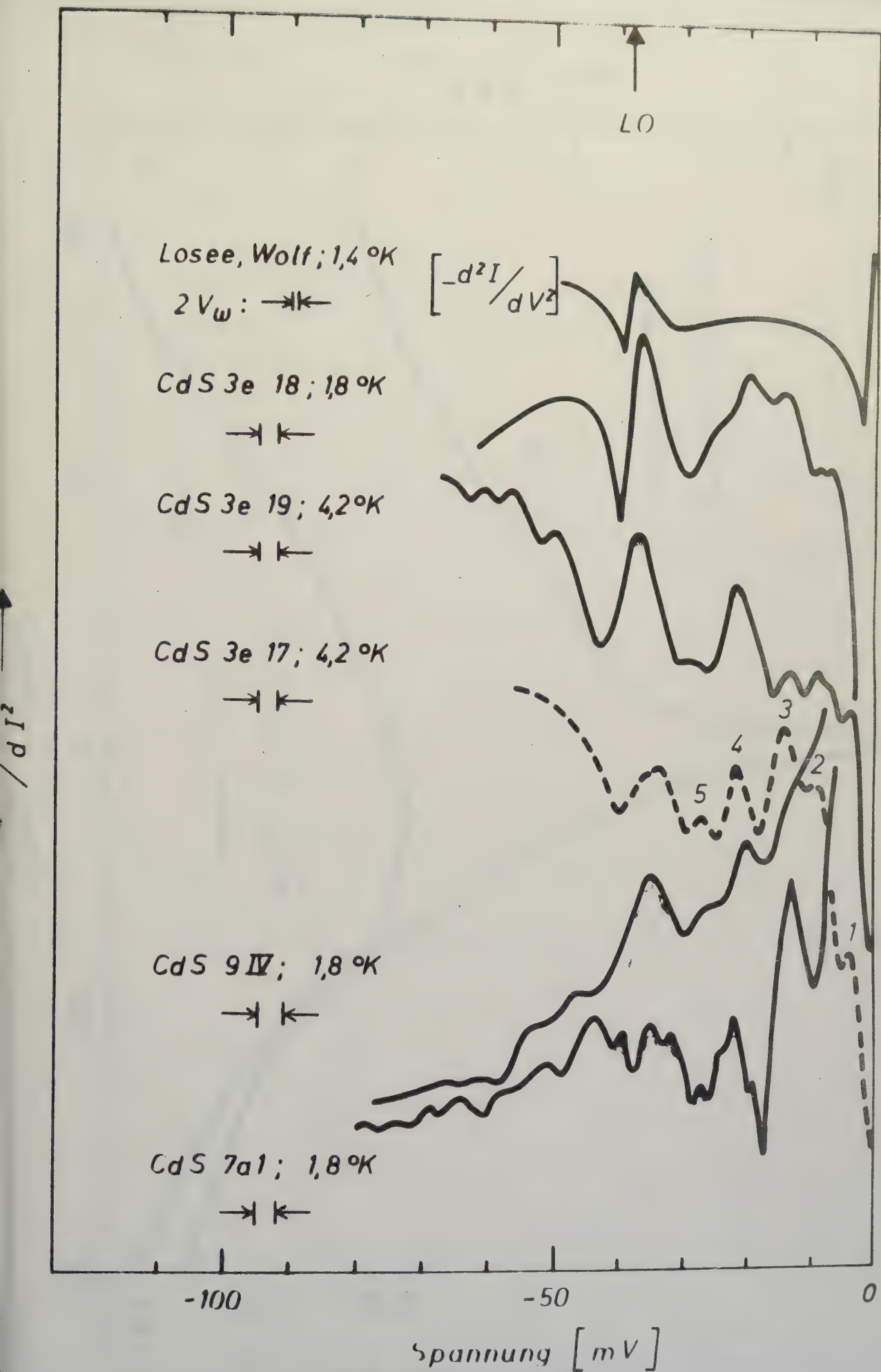


Abb. 12b

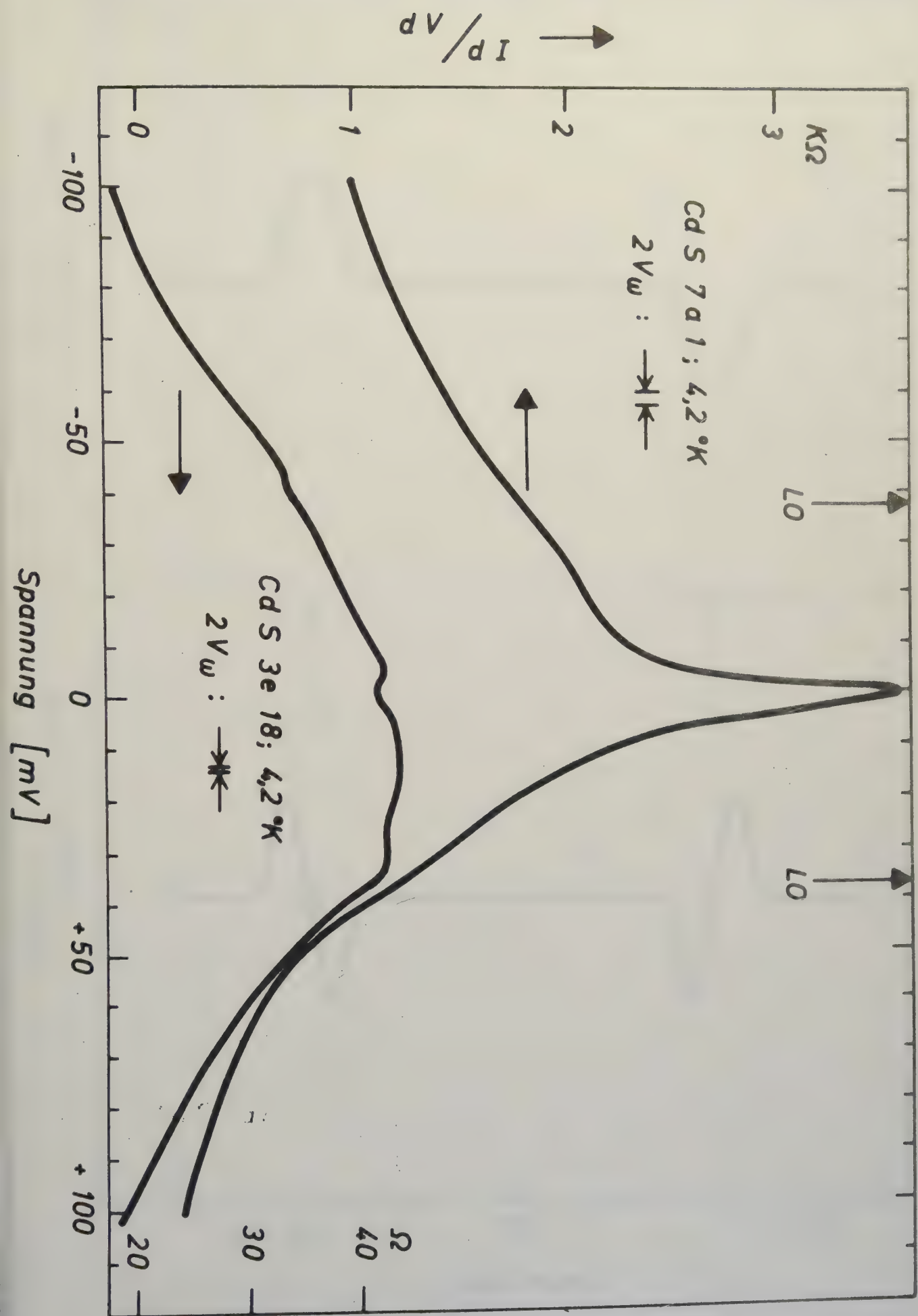


Abb. 13

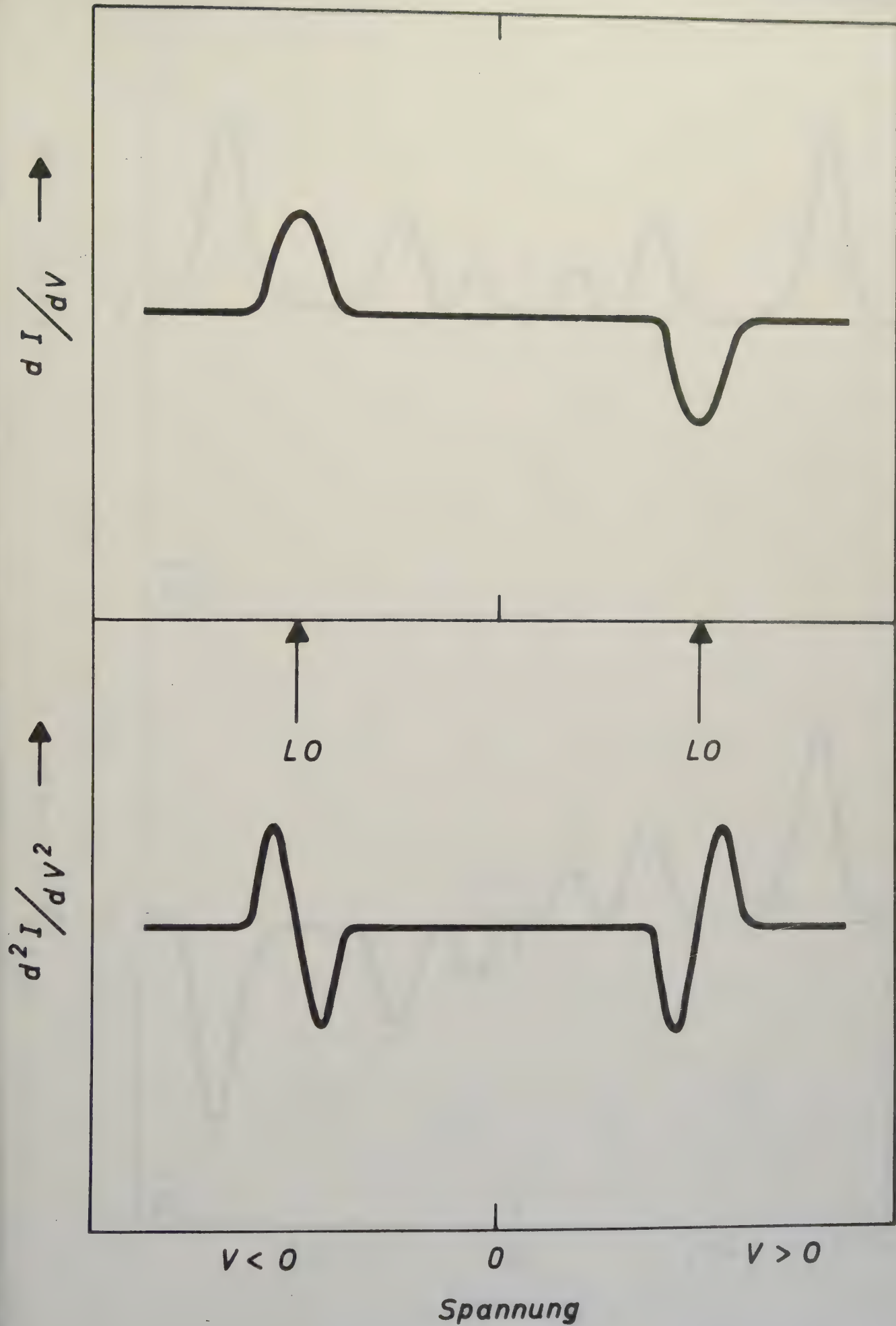


Abb. 14

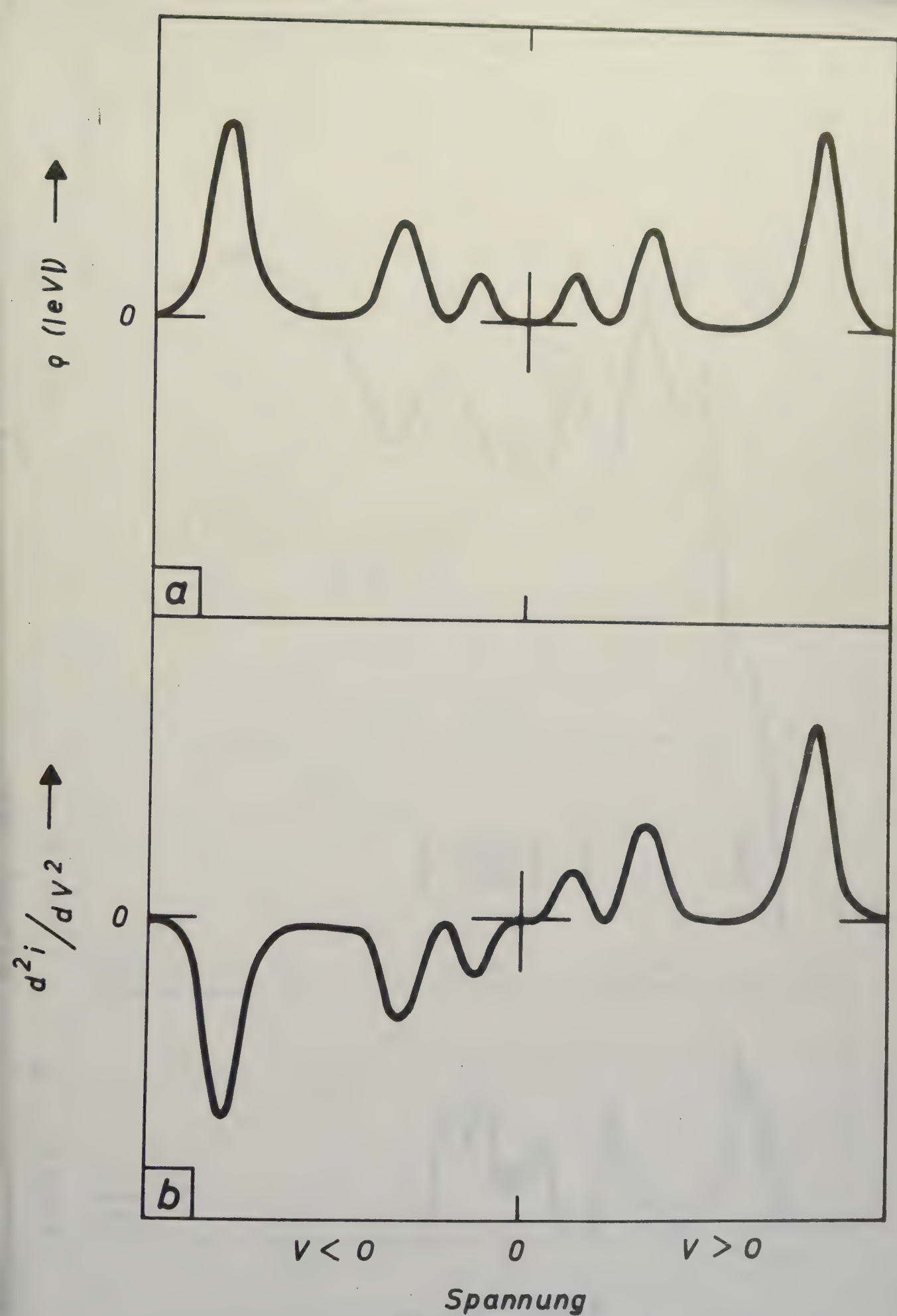


Abb. 15

$\uparrow$
 d^2V/dI^2

Cd S 3×10^{17} ; $4,2^\circ K$

$2 V_w : \rightarrow | \leftarrow$

a

Maxima von
 $\tilde{\varphi}(|eV|)$

b

$\uparrow$
 $\varphi(|eV|)$

c

- 50

0

Spannung [mV]

Abb.16

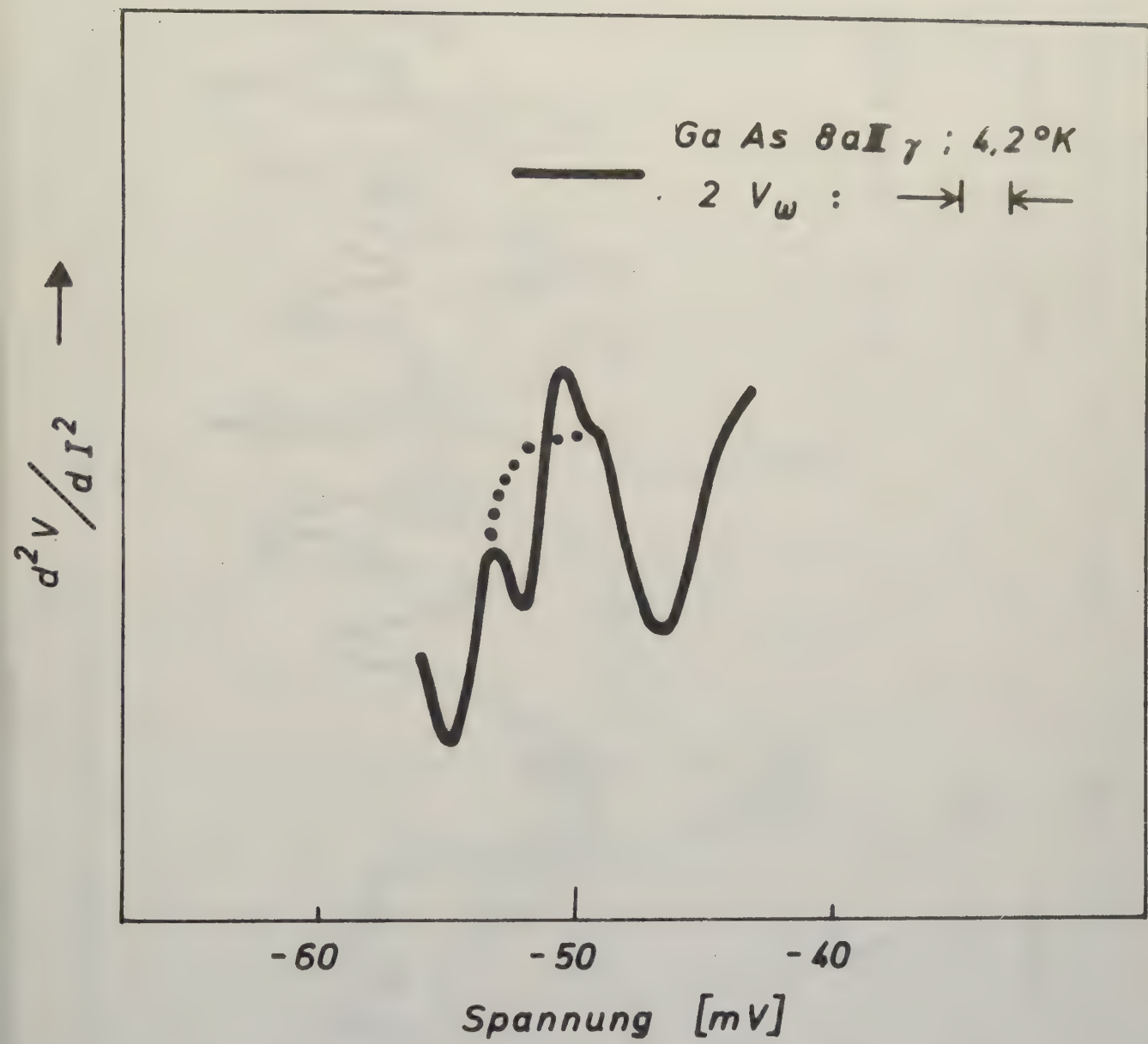
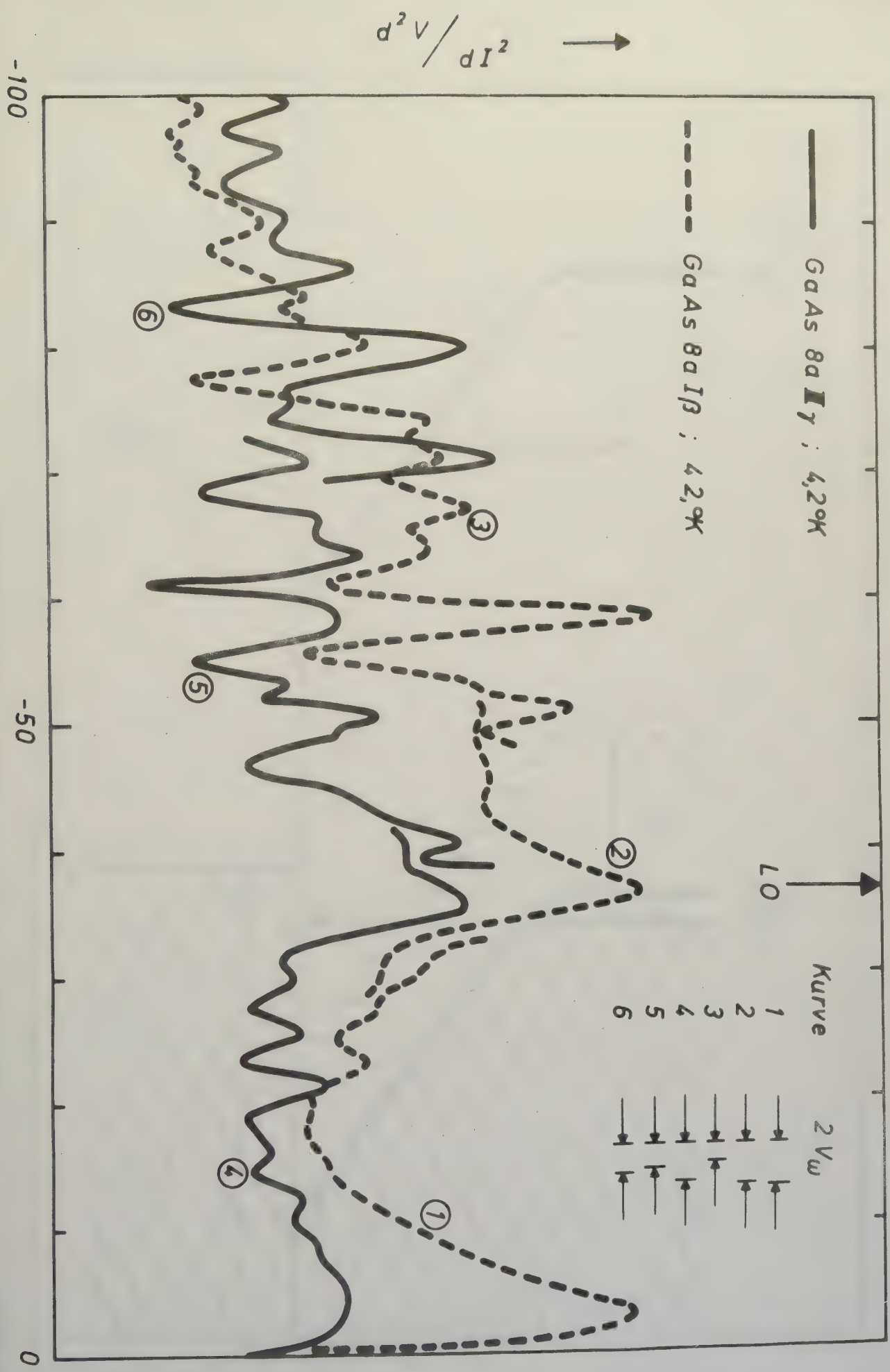


Abb. 17

Abb. 18



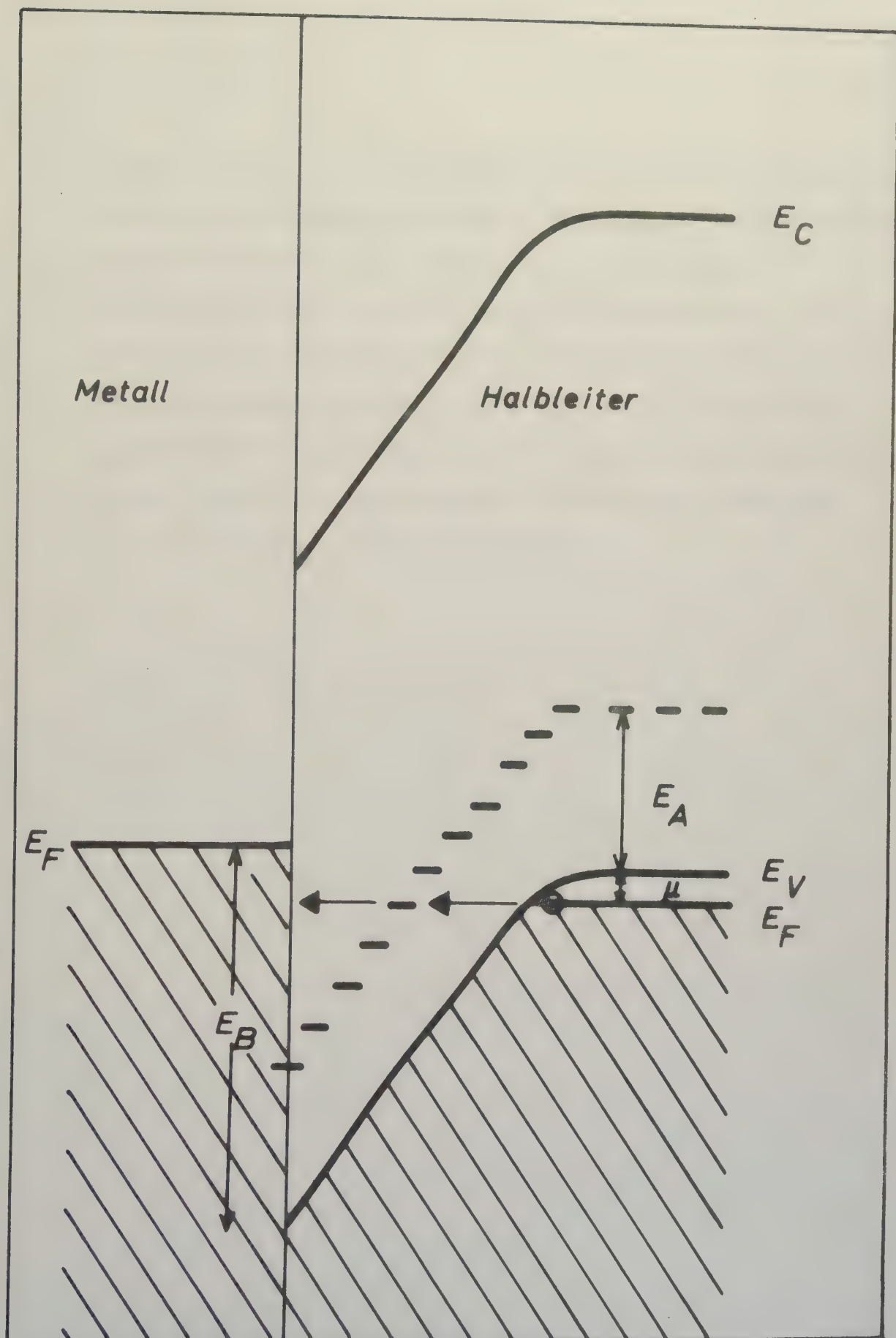


Abb. 19

Herrn Professor H. J. Quiliser, unter dessen Betreuung ich diese Arbeit angefertigt habe, bin ich für seine ständige Hilfsbereitschaft zu tiefem Dank verpflichtet.

Dank schulde ich auch allen meinen Kollegen für zahlreiche Diskussionen und Anregungen. Das technische Personal des Physikalischen Institutes hat mir durch schnelles und gewissenhaftes Ausführen meiner Aufträge sehr geholfen.

Dafür danke ich insbesondere Herrn W. Falk und Herrn A. Meides sowie ihren Mitarbeitern.

Lebenslauf

Ich bin am 1.1.1944 in Frankfurt am Main geboren. Meine Eltern sind der Dipl.-Ing. Herbert Zeisner und seine Ehefrau Gertrud, geb. Baerwind.

Meine Schulausbildung erhielt ich in Frankfurt. Sie endete im März 1963 mit dem Abitur am Ziechen-Gymnasium. Seit April desselben Jahres studiere ich Physik an der Johann Wolfgang Goethe - Universität in Frankfurt. Nach dem Vordiplom spezialisierte ich mich auf das Gebiet der experimentellen Festkörperphysik. Unter Anleitung von Professor H.J. Queisser fertigte ich eine Diplomarbeit über die Lumineszenz von Selen bei tiefen Temperaturen an. Im Mai 1968 legte ich die Diplom-Hauptprüfung ab. Seitdem bin ich Doktorand bei Professor H.J. Queisser. Neben meiner ausbildungsbedingten Forschungsarbeit nehme ich seit April 1968 als Angestellter der Universität Lehr- und Verwaltungsaufgaben im Physikalischen Institut wahr.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren H.J. Queisser, H. Bilz, P. Fulde, W. Martienssen, B. Mrowka, E. Schopper und G. Süßmann.



